

Interferenz konkurrierender Transferprozesse in Kernreaktionen mit schweren Ionen

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn**

**vorgelegt von
Wolfgang Schneider
aus Marburg**

Marburg/Lahn 1973



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Interferenz konkurrierender Transferprozesse in Kernreaktionen mit schweren Ionen

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn**

**vorgelegt von
Wolfgang Schneider
aus Marburg**

Marburg/Lahn 1973

Von dem Fachbereich Physik der
Philipps-Universität Marburg /Lahn als

Dissertation angenommen am 25. Juni 1973

Tag der mündlichen Prüfung am 28. Juni 1973

Berichterstatter: Prof. Dr. R. Bock

Mitberichterstatter: Prof. Dr. G. Grawert

Die Dissertation wurde mit Hilfe des
Universitätsbundes gedruckt.



Zusammenfassung

Im Hinblick auf eine quantitative Beschreibung von Schwerionenreaktionen, in denen verschiedene Transferprozesse kohärent zum Wirkungsquerschnitt beitragen, wurden bei verschiedenen Einschußenergien im Bereich der Coulombbarriere die Reaktionen $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}) ^{15}\text{N}$, $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}) ^{13}\text{C}$ und $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}) ^{12}\text{C}$ untersucht. Die Messungen wurden unter Verwendung eines Flugzeitspektrometers durchgeführt. Die experimentellen Daten werden im Rahmen des DWBA-Formalismus mit den für schwere Ionen üblichen Näherungen analysiert. Interferenzstrukturen und Rückwärtsanstiege in den Winkelverteilungen lassen sich mit Hilfe kohärenter Überlagerung der Reaktionsamplituden der konkurrierenden Übergänge im allgemeinen gut reproduzieren. Bei größeren transferierten Drehimpulsen sind jedoch die berechneten Interferenzstrukturen meist ausgeprägter als im Experiment. Dies deutet auf Beiträge von Übergängen mit transferierten Drehimpulsen hin, die aufgrund der verwendeten Näherungen nicht berücksichtigt werden.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1. Einleitung	1
2. Eigenschaften eines Flugzeitleteleskops für schwere Ionen	4
2.1 Anforderungen an ein Flugzeitleteleskop	5
2.2 Zeit-O-Detektoren	7
2.3 Elektronik	10
2.4 Identifizierung sehr schwerer Ionen	13
2.5 Kombinierte Systeme	17
3. Durchführung der Messungen und Auswertung	19
3.1 Mechanischer Aufbau	19
3.2 Targets	20
3.3 Spektrenauswertung	20
3.4 Ergebnisse, Winkelverteilungen	25
4. DWBA-Beschreibung von Transferreaktionen mit schweren Ionen	31
4.1 Die DWBA-Amplitude	31
4.2 Näherungen für schwere Ionen	35
4.3 Identische Teilchen	42
4.4 Interferenz konkurrierender Transferreaktionen	46
5. Analyse der Meßdaten	50
5.1 Elastische Streuung	50
5.2 Einnukleontransfer	52
5.3 Reaktionen mit zwei verschiedenen Transferprozessen	57
a) $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$	58
b) $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$	62
c) $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$	64
6. Schlußbemerkung	66
Anhang	68
Literaturverzeichnis	71

1. Einleitung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung des Reaktionsablaufs bei Transferreaktionen mit schweren Ionen. Darunter versteht man direkte Kernreaktionen, bei denen einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen zwischen zwei Kernen übertragen werden. Ziel der Messung solcher Reaktionen ist es, Information über die Struktur der beteiligten Kerne zu erhalten. Beim Einnukleonentransfer gewinnt man spektroskopische Faktoren oder Einteilchenbreiten, beim Mehrnukleonentransfer sind es Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten korrelierter Nukleonengruppen in den betreffenden Kernzuständen.

Voraussetzung für die Extraktion der Strukturinformation ist ein detailliertes Verständnis der Reaktionsdynamik. Es ist bekannt, daß Transferreaktionen mit schweren Ionen Oberflächenprozesse sind. Dies ergibt sich aus der Form der Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts, die bei Einschußenergien nahe am Coulombwall ein charakteristisches Maximum bei einem Winkel zeigen, der dem streifenden Stoß entspricht. Bei höheren Energien treten die für Beugung an einer schwarzen Scheibe typischen Diffraktionsstrukturen auf. Ursache für dieses Verhalten ist die starke Absorption in Compoundkernkanäle bei Stößen mit kleinem Stoßparameter.

Zur quantitativen Beschreibung der Transferreaktionen wird die DWBA (distorted wave Born approximation) verwendet. Da für schwere Ionen die exakte Auswertung des DWBA-Matrixelements einen großen numerischen Aufwand erfordert, werden üblicherweise zusätzliche Approximationen durchgeführt, die davon ausgehen, daß eine Oberflächenreaktion vorliegt. In der Näherung von Buttle und Goldfarb^{1,2)} wird darüberhinaus die Masse des transferierten Teilchens gegen die der Rumpfe vernachlässigt, während in der Fixed-Range-Näherung³⁾ nur solche Beiträge in der Reaktionsamplitude berücksichtigt werden, für die sich das transferierte Teilchen kollinear zwischen den Rümpfen befindet. Beide Approximationen erlauben die Bestimmung relativer und in geeigneten Fällen auch absoluter spektroskopischer Faktoren.

In dieser Arbeit werden Transferreaktionen mit schweren Ionen untersucht, bei denen Interferenzphänomene in der Winkelverteilung entweder als Folge der Ununterscheidbarkeit identischer Teilchen im Ausgangskanal ($^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$) oder durch Überlagerung zweier verschiedener Transferreaktionen auftreten. Die Analyse solcher Reaktionen ergibt einen besonders kritischen Test für das zur Beschreibung des Reaktionsmechanismus verwendete Modell.

Unterscheiden sich Target und Projektil um nur wenige Nukleonen, so können immer zwei verschiedene Transferprozesse zu gleichen Teilchen im Ausgangskanal führen und somit kohärent zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Eine vorteilhafte Eigenschaft von solchen Reaktionen ist die Möglichkeit, aus einer gemessenen Winkelverteilung zu einem Kernzustand zwei sich auf verschiedene Konfigurationen beziehende spektroskopische Faktoren zu bestimmen. In den hier untersuchten Fällen interferieren n- und ^3He -Transfer ($^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^1$ bzw. 2n- und α -Transfer ($^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$). Insbesondere ist eine Analyse der letzteren Reaktion interessant, da kürzlich mehrfach versucht wurde, Daten der zu gleichen Winkelverteilungen führenden Umkehrreaktion $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ unter der Annahme zu beschreiben, daß nur ein Transferprozess vorliegt. Strukturen konnten dabei durch Verwendung schwach absorbierender Potentiale erzeugt werden.—Bei der Messung von Reaktionen des betrachteten Typs entspricht die Vorwärtsrichtung eines Prozesses der Rückwärtsrichtung des anderen. Damit sind in stark abfallenden Winkelverteilungen bei höheren Einschußenergien die beiden Transfers räumlich deutlich voneinander getrennt. Im Bereich der Coulombbarriere jedoch können beide Wirkungsquerschnitte über einen großen Winkelbereich hinweg die gleiche Größenordnung haben; es treten dann charakteristische Interferenzstrukturen auf. Es zeigt sich weiterhin, daß die Strukturen nicht für alle solche Reaktionen gleich stark sind. Sehr ausgeprägte Oszillationen weisen z.B. die Winkelverteilungen des 2n-/ α -Transfers auf, beim n-/ ^3He -Transfer dagegen zeigen sich trotz eines vorhandenen Rückwärtsanstiegs nur andeutungsweise Strukturen. Ein Vergleich der experimentellen Daten dieser Arbeit und älteren Messungen des p-/ α -Transfers $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ mit DWBA-Rechnungen deutet auf eine Abhängigkeit der Stärke der Interferenzstruktur vom transferierten Drehimpuls hin.

Die Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen wird mit Hilfe kohärenter Überlagerung von DWBA-Reaktionsamplituden durchgeführt. Da Mehrnukleonentransfer auftritt, erscheint die Fixed-Range-Näherung, die Rückstoßeffekte korrekt behandelt, als geeignete Methode zur Analyse der untersuchten Reaktionen. Anhand des $2n/\alpha$ -Transfers wird diese Approximation mit der von Buttle und Goldfarb verglichen, um die Bedeutung der Vernachlässigung von Rückstoßeffekten zu bestimmen. Nach der Methode von Buttle und Goldfarb werden außerdem der n - und p -Transfer analysiert, um die Zuverlässigkeit der DWBA mit dieser Näherung bezüglich absoluter spektroskopischer Faktoren für den Transfer von geladenen und ungeladenen Teilchen zu untersuchen. Die Winkelverteilungen des Protonentransfers lassen sich reproduzieren, wenn man die notwendige Antisymmetrisierung der Reaktionsamplitude berücksichtigt.

Um Neutronentransfer messen zu können, benötigt man eine Identifizierung der Reaktionsprodukte nach Massen. Eine geeignete Meßapparatur war daher ein kürzlich entwickeltes Flugzeitleteleskop. Eine Massentrennung erhält man dabei durch Messung der Energie und der Flugzeit auf einer definierten Laufstrecke. Bei den relativ kleinen Energien im Bereich der Coulombbarriere erscheint als Zeit-Null-Detektor ein System mit Kohlenstoffolie und Multiplier zum Nachweis der bei Ionendurchgang emittierten Sekundärelektronen wegen der außerordentlich geringen Beeinflussung der nachzuweisenden Teilchen am besten geeignet. Die Anordnung, die sich auch bei der Identifizierung von Ionen mit $A \sim 100$ bewährt hat, wird im experimentellen Teil der Arbeit ausführlich beschrieben und ihre Anwendbarkeit im Hinblick auf Messungen an zukünftigen Schwerionen-Beschleunigern diskutiert.

2. Eigenschaften eines Flugzeitleteleskops für schwere Ionen

Die Untersuchung von Kernreaktionen mit schweren Ionen erfordert eine experimentelle Methode hoher Auflösung zur Identifizierung der Reaktionsprodukte.

Bei der gebräuchlichsten Anordnung werden Energieverlust in einem ΔE -Detektor und Restenergie bestimmt, das Produkt $E \cdot dE/dx$ ergibt dann entsprechend der Bethe-Bloch-Formel eine Information proportional zu MZ^2 (M : Kernmasse, Z : effektive Ladung). Verwendet man dünne Halbleiterzähler als ΔE -Detektoren, so erreicht man, begrenzt durch deren Inhomogenität, im Bereich von Tandem-Energien eine Auflösung von $\delta(MZ^2)/MZ^2 \sim 10\%$. Mit Proportionalzählrohren als Transmissionsdetektoren läßt sich der Wert auf 5-7% verbessern^{4,5)}. Zur Z -Identifizierung ist eine solche Anordnung gut geeignet, eine Massenbestimmung ist jedoch in vielen Fällen unmöglich: sollen von einem Element benachbarte Isotope getrennt werden, so ist wegen $A \sim 2Z$ und $dE/dx \propto Z^2$ eine um einen Faktor 4 bessere Auflösung erforderlich als zur Abtrennung des Nachbarelements.

Eine vollständige Teilchenidentifizierung bei etwa gleich schweren Reaktionspartnern kann mit Hilfe kinematischer Koinzidenzen durchgeführt werden^{6,7)}. Man verwendet dabei neben einem ΔE -E-Teleskop einen weiteren Detektor zum koinzidenten Nachweis des Rückstoßteilchens unter dem aus der Kinematik vorgegebenen Winkel. Diese Bedingung ist jedoch immer nur für einen Ausgangskanal und einen sehr schmalen Energiebereich zu erfüllen. Abhilfe kann man mit ortsempfindlichen Detektoren schaffen, die Anordnung wird dadurch jedoch noch komplizierter und der wesentliche Nachteil, daß unterhalb von etwa 50° (CMS) wegen ungünstiger Raumwinkelverhältnisse und zu kleiner Energien der Rückstoßteilchen nicht mehr zuverlässig zu messen ist, bleibt bestehen.

Teilchendiskriminierung und Energiemessung lassen sich auch mit Magnetspektrometern in Verbindung mit ortsempfindlichen Detektoren durchführen. Die Spektren werden jedoch wegen auftretender unterschiedlicher Ladungszustände sehr unübersichtlich.

Die in dieser Arbeit verwendete Flugzeitmethode ermöglicht eine Massenidentifizierung mit hoher Auflösung. Die Flugstrecke S ist vorgegeben durch den Abstand des Stop-Detektors vom Zeit-0-Detektor,

und die Masseninformation ergibt sich durch Messung von Flugzeit t und Energie E aus

$$M = \frac{2}{s^2} \cdot Et^2 \quad (1)$$

Eine Trennung nach Ladungen findet nicht statt. Eine solche reine Massenidentifizierung ist allgemein günstiger als eine Z-Identifizierung, da für ein Nuklid die Zahl der Isotope grösser ist als die der Isotone.

2.1 Anforderungen an ein Flugzeitleteleskop

Die Massenauflösung eines Flugzeitleteleskops ergibt sich aus (1) zu

$$A_m = \frac{m}{\delta m} = \left[\left(\frac{\delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{2\delta t}{t} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

oder

$$A_m = \left[\left(\frac{\delta E}{E} \right)^2 + \frac{7,73}{s^2} \cdot \frac{E}{m} \cdot (\delta t)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

(s in cm, E in MeV, m in amu)

A_m wird also bestimmt durch die Zeitauflösung des Systems und die Energieauflösung des E-Detektors am Ende der Laufstrecke. Die endliche Energieauflösung des Strahls, Verbreiterungen durch Inhomogenität und Dicke von Target und Zeit-O-Detektor, sowie kinematische Verschmierung durch endlichen Raumwinkel gehen in die Massenauflösung nicht ein. Als Stopdetektoren werden im allgemeinen Oberflächensperrschichtzähler verwendet. Diese Detektoren besitzen gute Zeiteigenschaften, die Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ liegt bei 0,5 - 1% für den hier betrachteten Massen- und Energiebereich. Die entsprechenden Flugzeiten ($1 - 10 \frac{\text{MeV}}{\text{amu}}$ entsprechend $\frac{v}{c} = 0,05 - 0,15$) betragen etwa 100ns bei Flugstrecken von 1 - 3m. Um die ausreichend gute Energieauflösung zur Massenidentifizierung voll auszunutzen, sollte die Zeitauflösung $\frac{\delta t}{t}$ den o.a. Wert nicht

überschreiten. Wesentlich bessere Werte sind jedoch auch noch interessant, da in diesem Fall die Flugstrecke kurz gewählt werden kann. Dadurch vereinfacht sich der mechanische Aufbau des Teleskops und man erreicht einen Raumwinkelgewinn.

Neben einer guten Zeitauflösung ist auch eine gute Energieauflösung des Gesamtsystems wünschenswert, d.h. der Energieverlust der zu analysierenden Ionen im Zeit-O-Detektor soll möglichst klein sein.

Ein weiterer wesentlicher Punkt ist Vielfachstreuung (Kleinwinkelstreuung) im Zeit-O-System. Ist der durch die Größe des Zeit-O-Detektors definierte Raumwinkel etwa so groß wie der durch den Stop-Detektor vorgegebene, so tritt ein Zählratenverlust auf. Benutzt man etwa ΔE -Halbleiter als Startdetektoren, so kann der Verlust 50% und mehr betragen; besonders unangenehm ist dabei die Abhängigkeit von der Energie und damit vom Reaktionswinkel. Wird andererseits ein größerer Zeit-O-Detektor verwendet und der Raumwinkel des Teleskops durch den Enddetektor definiert, so gelangen durch Vielfachstreuung Teilchen von falschen Reaktionswinkeln in den Halbleiterdetektor, was eine Verschlechterung der Energie- und Winkelauflösung zur Folge hat.

Insgesamt ergeben sich demnach folgende Anforderungen an den Zeit-O-Detektor:

- a) möglichst geringe Beeinflussung der Ionen (Energie- und Winkelstraggling)
- b) möglichst exakte Zeitbestimmung.

In dieser Arbeit wurden als Zeit-O-Detektoren dünne Kohlenstoff-folien verwendet, der Energieverlust darin liegt unter 0,2%, und Verluste durch Vielfachstreuung sind $< 5\%$ ⁸⁾. Gemessene Werte für die Zeitauflösung liegen bei $\delta t = 200 - 400$ ps.

2.2 Zeit-O-Detektoren

Die Entwicklung eines geeigneten Zeit-O-Systems ist das zentrale Problem beim Aufbau einer Flugzeitapparatur. In letzter Zeit wurden mehrere Systeme mit unterschiedlichen Vorteilen erprobt.

Der einfachste Start-Detektor, vorwiegend zur Analyse von Ionen mit $A < 20$ geeignet, ist ein ΔE -Halbleiterzähler⁸⁻¹⁰⁾. Kommerziell erhältliche Zähler mit Schichtdicken bis hinab zu $1\mu\text{m}$ gestatten zwar noch die Aufnahme von Massenspektren von z.B. Spaltfragmenten¹¹⁾, jedoch sind die Flächen solch dünner Detektoren recht klein ($< 10\text{mm}^2$), außerdem verursachen sie erhebliche Vielfachstreuung. Die Zeitauflösung eines aus zwei Halbleiterdetektoren bestehenden Teleskops ist hervorragend; für $35\text{MeV } ^{19}\text{F}$ -Ionen wurden 90ps erreicht¹⁰⁾ ($14\mu\text{m}$ Dicke). Dünnere Zähler zeigen eine mit wachsender Detektorkapazität sich verschlechternde Zeitauflösung: mit einem $1,7\mu\text{m}$ dicken ΔE -Detektor ergaben sich für Spaltfragmente 190ps . - Ein weiterer Vorteil dieses Systems ist die ohne zusätzlichen Aufwand erhältliche Z-Information aus der Messung des Energieverlustes.

Als dünnste Zeit-O-Detektoren wurden Kohlenstofffolien mit Schichtdicken von $10\mu\text{g cm}^2$ ($\approx 400 \text{ \AA} \approx 100 - 200$ Atomlagen) verwendet. Hierbei ist eine extrem geringe Beeinflussung der Ionen, auch für kleine Energien, garantiert. Die bei Teilchendurchgang emittierten Sekundärelektronen werden nachgewiesen und definieren den Zeit-Nullpunkt. Für die Elektronenausbeute ergeben sich Werte^{12,13)} von etwa

- 5 - 10 El. für α -Teilchen
- ~ 30 El. für ^{14}N -Ionen
- ~ 180 El. für Spaltfragmente

im Energiebereich $1 - 2\text{MeV/amu}$. Zu größeren Energien hin nimmt die Ausbeute leicht ab. Die mittlere Energie der emittierten Elektronen liegt unterhalb 10eV . Einen schnellen Nachweis der Elektronen erreicht man z.B. durch Beschleunigung ($10 - 20\text{kV}$) und Fokussierung auf einen Szintillator mit angekoppeltem Photomultiplier^{14,12)}. Die hier gewählte Methode sieht einen offenen Multiplier zum direkten Nachweis der Elektronen vor^{8,13,15,16)}. Dabei ergeben

sich folgende Vorteile:

- a) keine hohen Beschleunigungsspannungen notwendig, das Eingangsfokussierungssystem des Vervielfachers kann ausgenutzt werden,
- b) völlige Rauschfreiheit, da keine Lichtempfindlichkeit vorliegt und thermische Emission vernachlässigbar ist.

Ein geeigneter offener Multiplier ist ein 17-stufiger Vervielfacher mit Eingangsfokussierungssystem. Um den Alterungsprozess beim notwendigen Belüften gering zu halten, wird als Dynodenmaterial z.B. CuBe mit BeO-Beschichtung verwendet. Eine gegenüber Ref.13 verbesserte Anordnung, wie sie z.T. bei den später zu beschreibenden Messungen verwendet wurde, ist in Fig.1

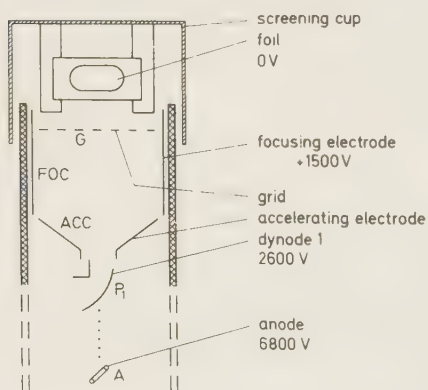


Fig.1

Aufbau des Startdetektors
mit Kohlenstoffolie und
Elektronenvervielfacher
mit Dynodensystem

dargestellt¹⁷⁾. Eine starke Beschleunigung der Elektronen zur 1. Dynode hin wird hier durch ein zusätzliches positives Gitter erreicht. Die Zeitauflösung dieses Systems für verschiedene Ionen im Energiebereich 1 - 3MeV/amu zeigt Fig.2. Die besseren Werte für schwerere Ionen rühren von der größeren Elektronenausbeute und damit verbundener besserer Statistik beim Vervielfachungsprozess her.

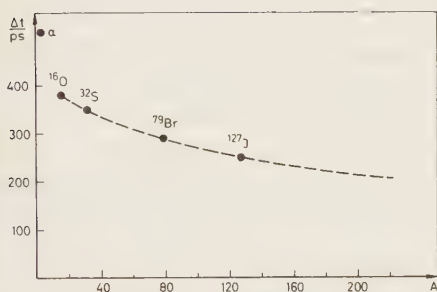


Fig. 2

Gesamtzeitauflösung eines Flugzeitleteleskops, bestehend aus einem Startdetektor nach Fig. 1 und einem Oberflächensperrschichtzähler, für Ionen verschiedener Masse

(α , ¹⁶O, ³²S: $E/A \sim 2-3 \text{ MeV/amu}$
⁷⁹Br, ¹²⁷J: $E/A \sim 1 \text{ MeV/amu}$)

Eine einfachere Anordnung mit vergleichbarer Zeitauflösung wird durch die Verwendung der außerordentlich kleinen Kanalelektronenvervielfacher zum Elektronennachweis¹⁸⁾ ermöglicht. Dabei entfällt gegenüber dem oben erwähnten offenen Vervielfacher der Spannungsteiler, und die Fokussierung der Elektronen vereinfacht sich. Außerdem ergeben sich keine Probleme bezüglich der Alterung der Sekundäremissionsschicht. Als Zeitauflösung wurden Werte von 400ps für ¹⁶O und 350ps für ¹²⁷J gemessen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für schwere Ionen beträgt für beide Systeme praktisch 100%. Um Laufwegunterschiede der Elektronen von der Folie zum Multipliereingang klein zu halten, werden die Flächen der Zeit-O-Detektoren auf 10 - 15mm² begrenzt.

Ebenfalls gut als Zeit-O-Detektoren geeignet sind dünne Szintillatorfolien ($\sim 100 \mu\text{g/cm}^2$). Das bei Teilchendurchgang emittierte Licht wird von einem Halbkugelspiegel reflektiert und gelangt zum großen Teil auf die Kathode eines Photomultipliers^{8,15,19)}. Im Vergleich zum oben beschriebenen Sekundäremissionssystem fallen Laufwegunterschiede zur Kathode nur wenig ins Gewicht, daher erlaubt dieses System relativ große wirksame Flächen (bisher $\sim 1 \text{ cm}^2$). Die Folien sind zwar dicker als die beim Elektrosensystem verwendeten, die Energieauflösung wird jedoch nur unwesentlich beeinträchtigt. Um dieses zu gewährleisten und gleichzeitig eine gute Zeitauflösung zu erreichen (die Zeitauflösung

wird bei dickeren Folien besser), muß man die Szintillatordicke dem gerade vorliegenden Experiment jeweils anpassen. Zum Vergleich ist dies bei C-Folien nicht notwendig, man kann mit gleichguter Energieauflösung Reaktionsprodukte über einen großen Massenbereich hinweg analysieren (etwa Compoundkerne und Produkte aus direkten Reaktionen).

Insgesamt zeigt sich also, daß alle Start-Systeme unterschiedliche Vor- und Nachteile besitzen: der ΔE -Detektor ist einfach zu handhaben und zeigt sehr gute Zeitauflösung, in Kauf nehmen muß man jedoch starke Vielfachstreuung; geeignet ist der ΔE -Zähler vorwiegend zum Nachweis von Ionen mit $A < 20$. Mit dem Sekundäremissionsdetektor erreicht man gute Ergebnisse für Ionen kleinerer Energie und für sehr schwere Teilchen, während die Vorteile des lichtempfindlichen Systems bei höheren Energien zur Geltung kommen. Das letztere ist auch bezüglich des erreichbaren Raumwinkels den anderen überlegen.

2.3 Elektronik

Um mit einem Flugzeitleteleskop Zeitaufösungen im Subnanosekundenbereich zu erreichen, ist die Auswahl geeigneter schneller Elektronik ein wesentliches Problem. Da sich in letzter Zeit die Constant-Fraction-Timing-Methode zur Extraktion genauer Zeitinformation sowohl von Multipliern als auch von Halbleiterdetektoren durchgesetzt hat, sind gute, nach diesem Prinzip arbeitende Diskriminatoren kommerziell erhältlich. Timing mit offenen Vervielfachern wird damit relativ einfach, da die Anstiegszeiten der Multiplier klein sind (z.B. $\sim 1,5\text{ns}$ für Multiplier mit Dynodensystem¹³⁾ und $\sim 3\text{ns}$ für Channel Electron Multiplier¹⁸⁾) und nicht von äußeren Parametern abhängen. Um bei Oberflächensperrschichtdetektoren kurze Anstiegszeiten zu erreichen, sollten folgende Bedingungen erfüllt sein (vgl. Ref.10 und darin zitierte Literatur):

- a) kleine Detektorkapazität
- b) niedriger spezifischer Widerstand
- c) Zählervolumen "totally depleted"
- d) Kühlung und Überspannung (große Feldstärke).

Im Gegensatz zu Multipliern kann sich bei Halbleitern trotz konstanter Zählerspannung und konstanter anderer äußerer Parameter die Anstiegszeit während einer Messung verändern (vgl. 2.4); die Ursache ist Strahlungsschaden. Ein weiteres Problem, die geringe Größe der Halbleiterimpulse und die Forderung, daß der zur Gewinnung der Energieinformation benötigte Ladungsimpuls unbeeinflußt bleiben soll, konnte durch die Entwicklung geeigneter Vorverstärker gelöst werden²⁰⁾.

Für das zufriedenstellende Arbeiten eines Flugzeitleteleskops ist nur eine gute Zeitauflösung bei fester Energie notwendig. Walk-Effekte, wie sie auch bei Constant-Fraction-Diskriminatoren auftreten, beeinflussen die Massenauflösung aus folgendem Grund nicht nachteilig: im allgemeinen wählt man bei der Analyse der Spektren von einem Flugzeitleteleskop eine zweidimensionale Darstellung, z.B. E gegen $t - t_0$ ¹³⁾ (E : Energie, t : Flugzeit, t_0 : festes Delay). Kurven gleicher Masse sind in diesem Fall Hyperbeln (Fig.3). Ein Walk-Einfluß (Gang mit der Impulsamplitude) würde sich in Abweichungen von der Hyperpelform äußern. Für die Nachbarmasse ist nun diese Abweichung bei gleicher Energie gleich, d.h. die Massenauflösung verschlechtert sich nicht.

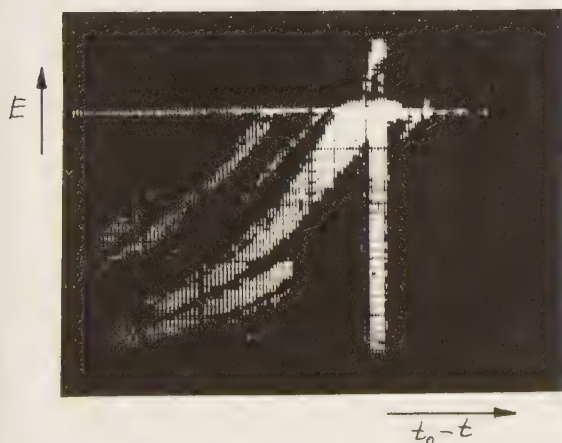


Fig.3

2-Parameterspektrum
der Reaktion $^{19}\text{F} \rightarrow ^{12}\text{C}$
($E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, $\theta_{\text{lab}} = 5^\circ$)

Oft wird auch die zweiparametrische Darstellung E gegen Et^2 gewählt, die Massenäste sind dann äquidistante Geraden, was eine wesentlich rationellere Ausnutzung der zweidimensionalen Matrix im Analysator gestattet (vgl. Fig. 9). Eine Methode zur Herleitung eines analogen Et^2 -Signals wird von C.K. Gelbke²¹⁾ angegeben. Es treten jedoch auch Fälle auf, in denen die $E - (to-t)$ Darstellung günstiger ist, z.B. wenn eine der beiden Auflösungen (E oder t) erheblich besser ist als die andere (vgl. Kap. 2.4) und nur Teilchen mit diskreten Energien auftreten. Wenn etwa die Zeitauflösung besser ist, so kann man in der $E-(to-t)$ -Darstellung 2 benachbarte Massen bei Betrachtung eines Schnittes parallel zur t -Achse besser trennen als in einem Schnitt parallel zur E -Achse. In der Darstellung $E-Et^2$ geht dieser Vorteil jedoch verloren, da in die Et^2 -Auflösung Energie- und Zeitauflösung gemeinsam eingehen.

Eine Eigenart von Spektren aus einem Flugzeitleteleskop, die die Auswertung erschwert, tritt bei hohen Zählraten auf (Messung unter kleinen Winkeln). Wenn zwei Ionen in einem zeitlichen Abstand, der kleiner ist als die Flugzeit im Teleskop, den Zeit-Null-Detektor passieren, können in folgenden Fällen falsche Zuordnungen auftreten:

- a) das erste der beiden Teilchen liefert einen Zeit-Null-Impuls, erreicht jedoch aufgrund von Vielfachstreuung im Zeit-0-Detektor den Stop-Detektor nicht; der E -Impuls des zweiten Teilchens wird dann dem ersten Zeit-Null Signal zugeordnet,
- b) durch geringe Abweichungen der Zeit-0-Detektoransprechwahrscheinlichkeit von 100% kann das erste Ion registriert werden, das zweite jedoch nicht; der E -Impuls des ersten würde dann dem Zeit-Null-Signal des folgenden Ions zugeordnet.

Das Resultat ist in beiden Fällen eine Information mit richtiger Energie aber falschem $(to-t)$ -Wert, der zu klein (a) oder zu groß (b) sein kann. Im 2-Parameter-Spektrum erscheinen derartige Ereignisse als durch die elastische Linie laufender Querbalken parallel zur $(to-t)$ -Achse (vgl. Fig. 3). Die Auswertung von Ereignissen aus direkten Reaktionen kann dadurch gestört werden. Eine

teilweise Abhilfe bringt eine schnelle Koinzidenz (z.B. mit einem Pile-up-gate). Die Grenzen liegen dabei in der Auflösungszeit für aufeinanderfolgende Impulse, wobei man z.Zt. 5-10ns nicht unterschreiten kann. Man kann so nur Impulse der oben erwähnten Art eliminieren, deren Abstand von der elastischen Linie im Zeitspektrum größer als 5-10ns ist.

Oberhalb von etwa 10^0 (lab) ist die Anzahl solcher störender Signale im allgemeinen jedoch so klein, daß die Auswertung der Spektren nicht beeinträchtigt wird.

2.4 Identifizierung sehr schwerer Ionen

Um die Möglichkeiten zur Massenidentifizierung sehr schwerer Ionen aus zukünftigen Schwerionenbeschleunigern abzuschätzen, wurden die Eigenschaften des Flugzeittelleskops mit Brom- und Jod-Ionen, die mit Energien von etwa 1MeV/amu am Heidelberger MP-Tandem zur Verfügung standen, untersucht.

Bei Messung der Zeitauflösung des Zeit-O-Detektors nach dem Sekundäremissionsprinzip ergaben sich als Gesamtauflösung (Halbleiterdetektoranteil eingeschlossen) 350ps bei Verwendung des Kanalelektronenvervielfachers und 250ps für den Multiplier mit Dynodensystem (vgl.Fig.2). Durch Extrapolation ergibt sich für $A = 200 - 250$ ein Wert von 150 - 200ps. Bessere Werte werden sich, schon allein von der Elektronik her, im Langzeitbetrieb kaum aufrechterhalten lassen. Das letztere System wurde auch zur Trennung der Isotope ^{79}Br und ^{81}Br verwendet (Fig.4). Die Massenauflösung von etwa $m/\delta m = 70$ ist in dieser Messung durch die Energieauflösung des Halbleiterdetektors, die zu 1,2MeV bestimmt wurde, begrenzt. Bei höheren Energien (ca. 3 - 8MeV/amu) ist für Ionen mit $A = 100 - 200$ nach Siffert und Coche²²⁾ eine Energieauflösung von 0,5 - 1% zu erwarten. Dieser Wert wäre dann auch eine Grenze für die Massenauflösung. Zur weiteren Verbesserung der Massenauflösung sind demnach andere Energiedetektoren notwendig, möglicherweise eignen sich Ionisationskammern besser, da wegen geringerer Ionisationsdichte die

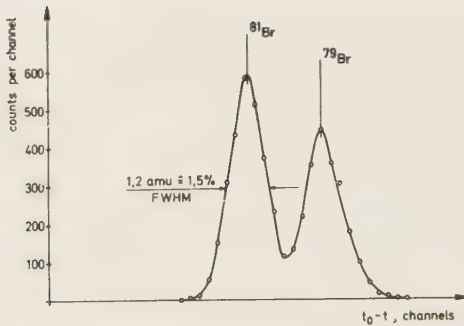


Fig.4

Massenauflösung des Flugzeitleteleskops für 86MeV-Br-Ionen; Schnitt durch ein 2-Parameterspektrum parallel zur (t_0-t) -Achse

Rekombinationswahrscheinlichkeit kleiner ist und bei Verwendung von leichten Füllgasen die Statistik der Kern-Kernstöße, bei denen Energie verloren geht, die nicht zur Signalbildung beiträgt, besser ist. In Tabelle 1 sind Werte für die Massenauflösung $m/\delta m$ in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern zusammengestellt.

Die Vielfachstreuung bei Verwendung dünner Kohlenstofffolien im Zeit-O-Detektor ist auch für Ionen mit $A = 100 - 200$ in den meisten Fällen vernachlässigbar. Fig.5 zeigt Winkelverteilungen für Jod-Ionen nach Durchgang durch Folien verschiedener Dicke. Die Kurven wurden nach der Theorie von Molière berechnet, deren Richtigkeit für schwere Ionen bestätigt worden ist²³⁾.

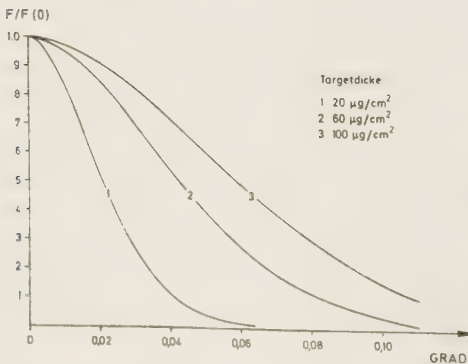


Fig.5

Kleinwinkelstreuung von 300MeV-J-Ionen in Kohlenstofffolien verschiedener Dicke (berechnet nach Molière); $F(\theta)/F(0)$: normierte Winkelverteilung

TABELLE 1

Massenauflösung für $A = 100 - 200$ und $E/A = 4\text{MeV/amu}$

	Lauf- strecke s/m	Zeitauf- lösung $\delta t/\text{ps}$	Energie- auflösung $\delta E/E$	Massen- auflösungs- vermögen $m/\delta m$
mit derzeitiger Zeit- und Ener- gieauflösung er- reichbar	1,4	200	0,7%	94
	2,8	200	0,7%	125
mit verbesser- ter Energieauf- lösung erreich- bar	1,4	150	0,3%	150
	2,8	150	0,3%	240
	5,6	150	0,3%	300

$4\text{ MeV/amu} \hat{=} 100\text{ ns}/2,8\text{ m}$

Neben der für viele Experimente mit sehr schweren Ionen unzureichenden Energieauflösung der Halbleiterdetektoren tritt bei hohen Zählraten ein weiteres Problem auf. Aufgrund von Schädigungen der Gitterstruktur des Halbleiterkristalls tritt eine Verzögerung in der Ladungssammlung auf, wenn der Detektor Teilchendosen von etwa $10^8/\text{cm}^2$ aufgenommen hat. Die Folge ist eine Verschlechterung der Energieauflösung und eine Änderung der Zeiteigenschaften. Eine solche Veränderung des Zeitverhaltens durch Plasma-Delay-Vergrößerung wurde von Mulás und Haines²⁴⁾ bereits ab etwa 10^6 Ionen/ cm^2 gefunden. Diese Messungen konnten jedoch nicht bestätigt werden. Untersuchungen mit 117MeV -Jod-Ionen zeigen, daß eine Verschiebung der Linien im Zeitspektrum durch Plasmadelayvergrößerung und Änderung der Anstiegszeit erst bei integrierten Dosen von $10^7 - 10^8/\text{cm}^2$ aufzutreten beginnt¹⁷⁾. In Fig.6 ist die Verschiebung der von elastisch gestreuten Jod-Ionen an Gold herrührende Linie im Zeitspektrum in Abhängigkeit von der Ionendosis aufgetragen. Als Zeit-O-Detektor wurde eine C-Folie mit offenem Multiplier verwendet. Die auftretende Verschiebung kann nur zum geringen Teil auf Vergrößerung der Anstiegszeit zurückgeführt werden, zumal Constant-Fraction-Timing benutzt wurde. Die

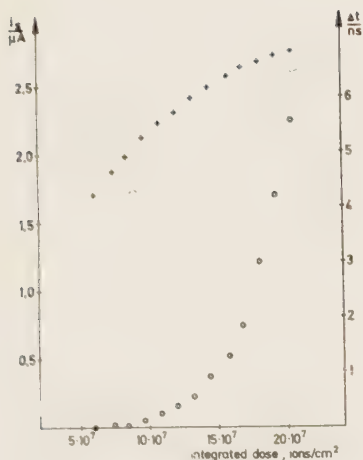


Fig.6

Verschiebung Δt der elastischen Linie im Zeitspektrum (rechts) und Sperrstrom I_s des Stopdetektors (links) in Abhängigkeit von der vom Halbleiterdetektor aufgenommenen Dosis von 117MeV-J-Ionen; Startdetektor: vgl. Fig.1, Stopdetektor: ORTEC-Oberflächen-sperrschichtzähler, Fläche: 100mm², Sperrschichttiefe: 120μm, spez. Widerstand: 1kΩcm

Anstiegszeit der Detektorimpulse vergrößerte sich während der gesamten Meßzeit ($\sim 2h$) nur von 16 auf 21ns. Nach ca. 30 Minuten Erholungszeit des Detektors betrug die zeitliche Verschiebung nur noch ca. 50% des Endwertes, die Anstiegszeit hatte sich dabei praktisch nicht wieder verändert. Die wesentliche Ursache für die Verschiebung ist also eine Vergrößerung des Plasma-Delays.

Im Fall der Messung mit Jod-Ionen war der Hauptanteil der Gesamtenergieauflösung von $\sim 1,2MeV$ im wesentlichen durch die Auflösung des Halbleiterdetektors gegeben. Verbreiterungen durch Energiestraggling in Target und Zeit-O-Detektor, Auflösungsbegrenzung durch den Beschleuniger sowie kinematischen Gang, waren erheblich kleiner. Für Jod von 86 und 90MeV wurde daher neben dem Energiespektrum auch parallel ein Flugzeitspektrum aufgenommen. Die Auflösung in dem letzteren erweist sich um nahezu einen Faktor 2 besser (Fig.7). Man hat so also für den Fall, daß die Massenauflösung zur Trennung einzelner Isotope ausreicht, die Möglichkeit, für die identifizierten Massen mit Hilfe des Zeitspektrums eine bessere Energieauflösung zu erreichen. Bei ver-

E-spectrum

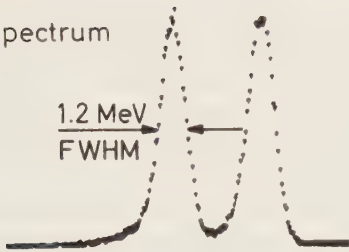
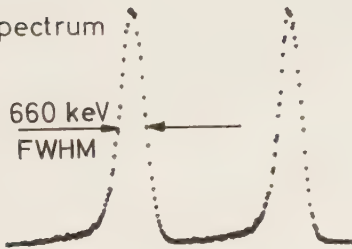


Fig.7

Auflösung im Energie- und Zeitspektrum eines Flugzeitteleskops (J-Ionen, Energie: 86,2 und 89,9 MeV, Laufstrecke: 180 cm)

t-spectrum



nachlässigbaren anderen Einflüssen ist dann die Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ im Zeitspektrum gegeben durch

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{2\delta t}{t} ,$$

wobei δt die Zeitauflösung angibt.

2.5 Kombinierte Systeme

Zur Analyse von Schwerionenreaktionen bei hohen Energien ist wegen der großen Zahl der offenen Kanäle meist eine vollständige Teilchen-Identifizierung nach Masse und Ladung notwendig. Dazu sind Apparaturen geeignet, bei denen die Flugzeitmessung mit Methoden zur Z-Bestimmung kombiniert wird. Die aufwendigste Methode, die allerdings auch eine gute Energieauflösung garantiert, ist die Verwendung eines Magnetspektrometers mit Flugzeitmessung und evtl. Energieverlustmessung in der Fokalebene²⁵⁾. Einfachere

Anordnungen beruhen auf der Auswertung der Signale der verschiedenen Zeit-O-Detektoren. Während bei ΔE -Halbleiterdetektor und Szintillator mit Photomultiplier^{21,26)} die Größe des Ausgangssignals bereits direkt vom Energieverlust abhängig ist, läßt sich auch aus der Zahl der emittierten Elektronen aus einem Stapel von Kohlenstofffolien eine Z-Information gewinnen²⁷⁾. Eine weitere Möglichkeit ist schließlich die Bestimmung des Energieverlustes in einer sehr homogenen Folie durch Messung der Flugzeit vor und hinter der Folie (Doppelflugzeitmethode). Eine Zusammenstellung mit kurzer Diskussion der verschiedenen Methoden findet sich in Ref.28.

3. Durchführung der Messungen und Auswertung

3.1 Mechanischer Aufbau

Die Transferreaktionen $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$, $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$ und $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$ wurden bei Energien von 20, 25 und 30 MeV am EN-Tandem-Beschleuniger des Max Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg gemessen. Als Ionenquelle wurde ein Duoplasmatron oder eine Penningquelle verwendet; ein analysierter ^{16}O -Strahl von 50 - 200 nA war für die Messungen ausreichend. Der Strahl wurde mit Hilfe von zwei Quadrupoldoublets in die Streukammer (drehbar, mit Metallbanddichtung, 19 cm $\varnothing$) des Heidelberger Buechner-spektrographen fokussiert. An diese Streukammer wurde die Zeit-O-Detektorkammer (20 cm $\varnothing$) mit anschließendem Laufrohr angeflanscht (Fig. 8). Das gesamte Teleskop wurde von einem Gestell

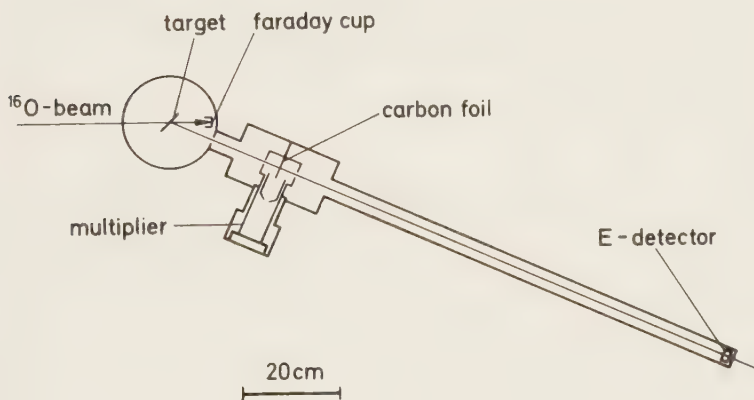


Fig. 8

Schematischer Aufbau der experimentellen Anordnung (Streukammer und Flugzeitleteleskop)

unterstützt, das beweglich auf dem Drehkranz des Buechnermagneten gelagert war. Für einen Teil der Messungen wurde das Startsystem mit Kanalelektronenvervielfacher benutzt, wegen geringer Größe und kleinem Gewicht dieses Systems konnte in diesem Fall das Teleskop ohne zusätzliche Halterung mit der Streukammer verbunden werden.

Die Entfernung von Target zur Folie im Startsystem betrug bei Verwendung des Multipliers mit Dynodensystem 31,5cm und beim Kanalelektronenvervielfacher 24cm. Die Laufstrecken lagen bei etwa 1m. Damit ergab sich bei Benutzung von 400mm² Oberflächensperrschichtzählern mit Rechteckblende als Stop-Detektoren ein Raumwinkel von $1-1,5 \cdot 10^{-4}$ sr, entsprechend einer horizontalen Winkelöffnung von 0,6°.

3.2 Targets

Es wurden freitragende ¹⁴C-Targets, die durch Cracken von Methyljodid an einer erhitzten Nickelfolie hergestellt wurden, verwendet.⁺ Die Targets hatten folgende Zusammensetzung:

¹²C(43%), ¹⁴C(48%), ¹⁶O(3,5%), ²⁸Si u. ³²S(3%), ⁵⁸Ni(2,5%).

Zur Messung unter Vorwärtswinkeln wurde ein $\sim 50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Target benutzt, um eine gute Energieauflösung in der elastischen Streuung zu gewährleisten; bei ausreichender Trennung der verschiedenen elastischen Linien unter größeren Winkeln aufgrund der Kinematik war eine dickere Folie ($\sim 150\mu\text{g}/\text{cm}^2$) geeigneter.

3.3 Spektrenauswertung

Ein 2-Parameterspektrum der Reaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$ bei $E_{\text{lab}} = 30\text{MeV}$ in der Darstellung E gegen $E t^2 \propto m$ ist in Fig.9 gezeigt. Für die Masse 16 sind die Linien der elastischen Streuung an den verschiedenen Targetssubstanzen zu erkennen. Neben den Reaktionsprodukten, die durch Transfer von Nukleonen zum Einschußteilchen ¹⁶O entstehen

⁺ Entwicklung der Targets: B. Kohlmeier (Ref.29)

(z.B. ^{17}O , ^{18}O) werden gleichzeitig die Rückstoßteilchen (^{13}C , ^{12}C) spektroskopiert, man erhält also bereits aus einer Messung zwei Werte für die Winkelverteilung einer Reaktion. Ein Massenspektrum der Reaktion erhält man, indem man einen Schnitt parallel zur

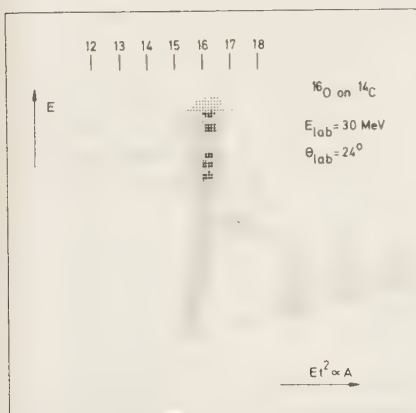


Fig.9

2-Parameterspektrum der Reaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$,
 z-Schwelle 1: 2 Ereignisse/Kanal (Kleine Punkte)
 z-Schwelle 2: 1000 Ereignisse/Kanal (große Punkte)
 (Zeit-O-Detektor mit Kanalelektronenvervielfacher, Laufstrecke 1m)

Et^2 -Achse durch das 2-Parameterspektrum legt (Fig.10), und Energiespektren für die einzelnen Massen ergeben sich durch Aufaddition der zu einem Massenast gehörigen Ereignisse in Richtung der Et^2 -Achse (Fig.11). Aus Fig.11 ist ersichtlich, daß wegen des hohen ^{16}O -Untergrundes auf der niederenergetischen Seite und wegen der negativen Q-Werte der 1- und 2-Neutronentransferreaktion (Tab.2) diese Reaktionen ohne Massenidentifizierung nicht zu messen wären. In diesen Spektren beträgt die Energieauflösung etwa 450 keV (dickes Target), mit dem $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Target wurden 250 keV erreicht.

Die Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten wurde folgendermaßen durchgeführt: zunächst wurde zur Relativnormierung die Rutherfordstreuung an der Nickel-Verunreinigung mit ausgewer-

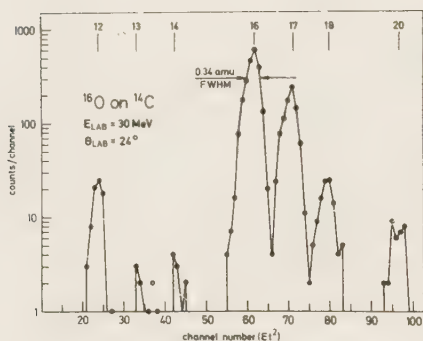


Fig.10

Massenspektrum der Reaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$, erhalten durch Aufaddition einiger-Kanäle des in Fig.9 dargestellten 2-Parameterspektrums

tet. Diese Methode hat gegenüber der Normierung auf den Strahlstrom den Vorteil, daß keine Fehler auftreten, wenn sich der Strahlfleck von der Achse des Flugzeitleteleskops verschiebt. Aus der Anpassung der Winkelverteilung der elastischen Streuung $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$ unter kleinen Winkeln an den Rutherford-Wirkungsquerschnitt ($\sigma/\sigma_{Ru} = 1$) konnten so absolute Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung erhalten werden und daraus durch Vergleich bei einem festen Laborwinkel auch die absoluten Querschnitte für die Reaktionen.

Die in den Absolutwerten entstandenen Fehler, die im wesentlichen auf die Anpassungen und auf Winkelstraggling im Target zurückzuführen sind, werden auf $\pm 20\%$ geschätzt.

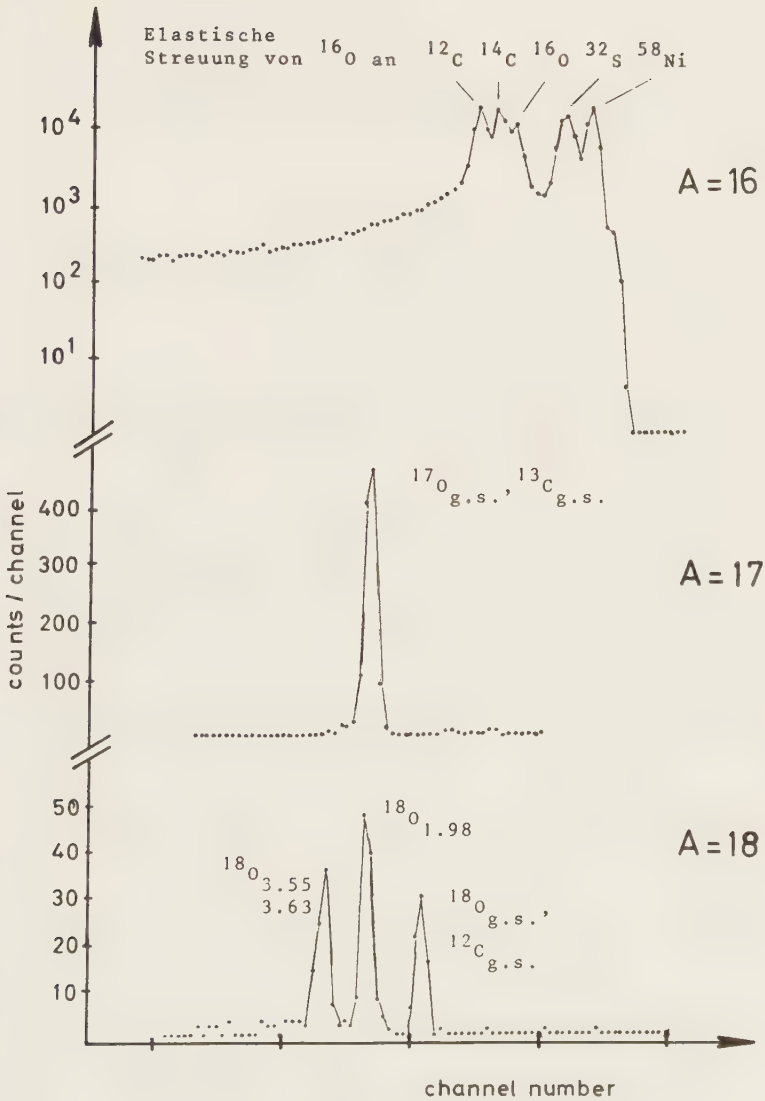


Fig.11

Energiespektren für $A = 16 - 18$ aus der Reaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$ (vgl. Fig.9)

TABELLE 2

Zusammenstellung der untersuchten Reaktionen

Reaktion	x	$\frac{Q}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{\text{Bi}}}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{\text{Bf}}}{\text{MeV}}$	l
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{g.s.}})^{13}\text{C}$	n	-4,03	8,18	4,15	3
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{0.87})^{13}\text{C}$	n	-4,90	8,18	3,28	1
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{C})^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$	^3He	-4,03	22,79	18,76	3
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{C})^{17}\text{O}_{0.87}$	^3He	-4,90	22,79	17,89	1
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$	p	-1,92	12,13	10,21	0
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{\text{g.s.}})^{12}\text{C}$	2n	-0,94	13,12	12,19	0
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{1.98})^{12}\text{C}$	2n	-2,92	13,12	10,21	2
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{18}\text{O}_{\text{g.s.}}$	α	-0,94	7,21	6,23	0
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{18}\text{O}_{1.98}$	α	-2,92	7,21	4,25	2

x : transferiertes Teilchen.

$E_{\text{Bi}, \text{f}}$: Bindungsenergie im Eingangs- bzw. Ausgangskanal

l : transferierter Drehimpuls

Coulombwall $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$

$$E_{\text{CS}}^{\text{cms}} = \frac{1,44 Z_p Z_T \cdot \text{MeV}}{1,45 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})} = 9,67 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{CS}}^{\text{lab}} = 20,72 \text{ MeV}$$

3.4 Ergebnisse, Winkelverteilungen

Die experimentellen Ergebnisse sind in Fig.12 - 17 zusammengestellt.

Fig.12 - Fig.17

Winkelverteilungen der untersuchten Reaktionen im System
 $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$

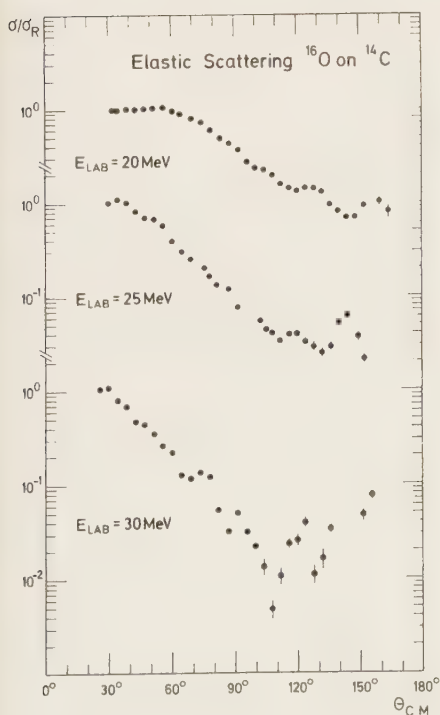


Fig.12

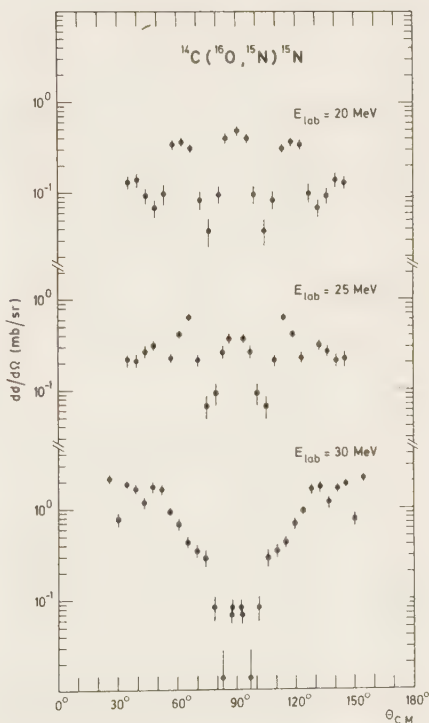


Fig.13

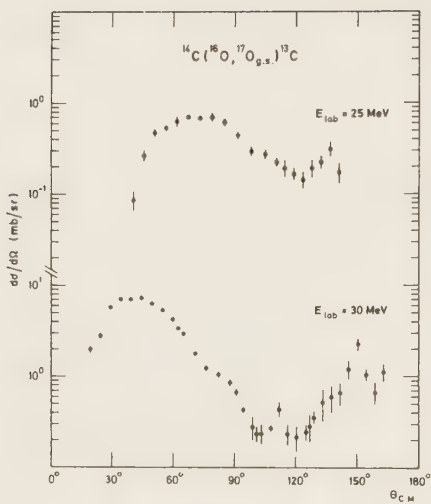


Fig. 14

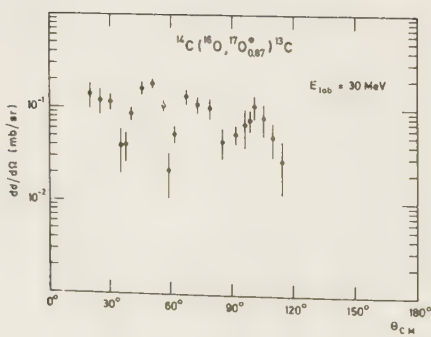


Fig. 15

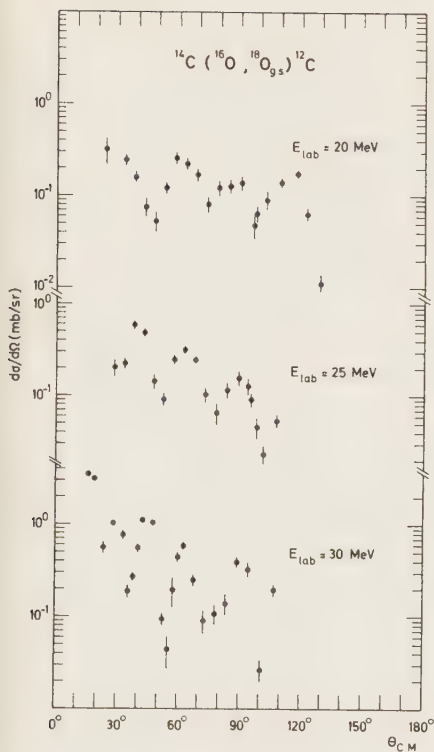


Fig. 16

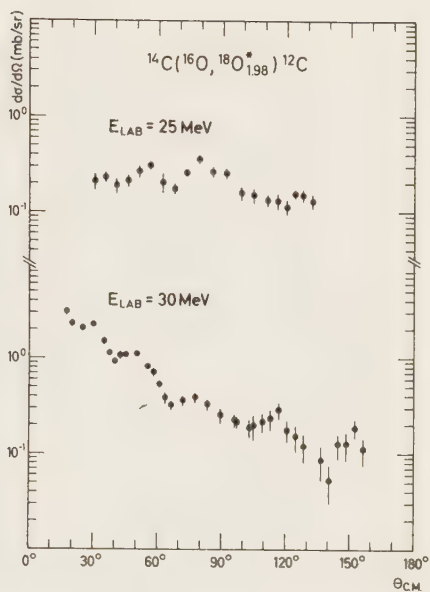


Fig. 17a

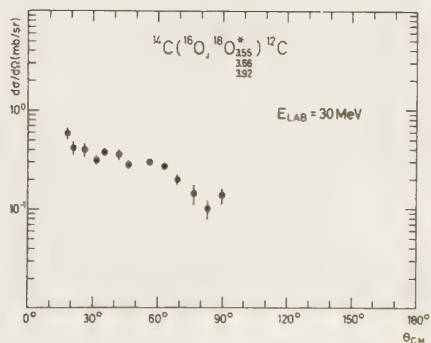


Fig. 17b

Fig.12 zeigt die Winkelverteilungen der elastischen Streuung. Bemerkenswert sind die Strukturen, die bereits bei 20 MeV (Coulombwall) unter Rückwärtswinkeln auftreten. Das optische Modell mit starker Absorption, das sich für die Analyse der elastischen Streuung schwerer Ionen bewährt hat³⁰⁾, ist nicht in der Lage, Strukturen bei solch niedrigen Energien zu beschreiben. Die Oszillationen können durch die Annahme erklärt werden, daß eine Interferenz zwischen elastischer Streuung und 2-Protonentransfer, der zu den gleichen Endkernen führt, stattfindet. Eine Analyse der Daten mit Hilfe des LCNO Modells (Linear Combination of Nuclear Orbitals) wird in Ref.31 durchgeführt.

Beim Protonentransfer (Fig.13) treten mit den beiden ^{15}N -Kernen identische Fermionen im Ausgangskanal auf. Man kann daher nicht unterscheiden, ob ein nachgewiesener ^{15}N -Kern aus Projektil oder Target hervorgegangen ist. Die Winkelverteilungen zeigen neben einer Symmetrie um 90° insbesondere am Coulombwall (20MeV) außerordentlich starke Strukturen, ähnlich wie in der Mottstreuung. Voraussetzung für eine Beschreibung der Reaktion mit der DWBA ist eine Antisymmetrisierung der Reaktionsamplitude, was gleichbedeutend ist mit einer kohärenten Überlagerung der nicht antisymmetrisierten Winkelverteilungen $\sigma(\theta)$ mit $\sigma(\pi-\theta)$. - Protonentransfer zu angeregten Zuständen im ^{15}N (1. angeregter Zustand bei 5,3MeV) trat wegen des zu stark negativen Q -Werts nicht auf.

Die experimentellen Daten des 1-Neutronentransfers $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}$ sind in Fig.14 und 15 dargestellt. Bei 20MeV konnte die Reaktion aufgrund des stark negativen Q -Werts (vgl.Tab.2) nicht gemessen werden. Der vordere Teil der Winkelverteilungen des Grundzustandsübergangs (Fig.14) zeigt ein Maximum bei dem Winkel, der dem streifenden Stoß entspricht. Der Rückwärtsanstieg, insbesondere bei 30MeV, ist auf einen konkurrierenden 3-Nukleonentransfer (^3He -Transfer), der zu den gleichen Endkernen führt, zurückzuführen. Bemerkenswert ist, daß bei dieser Reaktion im mittleren Winkelbe-

reich, wo die Wirkungsquerschnitte beider Prozesse etwa die gleiche Größenordnung haben, nur andeutungsweise Interferenzstruktur auftritt. Ein völlig anderes Verhalten zeigt die Winkelverteilung der Reaktion zum ersten angeregten Zustand im $^{17}\text{O}(1/2^+, 0.87\text{MeV})$ (Fig.15): es ergeben sich ausgeprägte Strukturen im gesamten gemessenen Winkelbereich.

In der Reaktion $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$ führen 2-Neutronentransfer vom ^{14}C zum ^{16}O und α -Transfer vom ^{16}O zum ^{14}C zum gleichen Ausgangskanal. Auffällige Strukturen in der Winkelverteilung des Grundzustandsübergangs (Fig.16) bereits bei einer Einschußenergie von 20MeV und Unregelmäßigkeiten bei 30MeV unter Vorwärtswinkeln lassen darauf schließen, daß auch hier beide Prozesse etwa gleich stark auftreten. Bei Messung der Reaktion konnten Rückwärtswinkel nicht ausgewertet werden, da die Rückstoßkerne aus dem Transfer energetisch nicht von den Rückstoßteilchen aus der elastischen Streuung an der ^{12}C -Targetverunreinigung zu trennen waren. Die Messung der Winkelverteilung war daher nur bis etwa 120° (CM) möglich. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte stimmen gut mit den Winkelverteilungen der Umkehrreaktion $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ überein, die von verschiedenen Autoren im gleichen Energiebereich untersucht worden ist³²⁾. Dort wurde als experimentelle Technik die Methode der kinematischen Koinzidenzen (vgl.Kap.2) verwendet, die zwar eine Auswertung von Vorwärtswinkeln nicht zuließ, jedoch in Rückwärtsrichtung die Messung der Winkelverteilung bis 140° (CM) gestattete. Eine befriedigende Analyse der Reaktion unter Betrachtung nur eines Transferprozesses konnte bisher noch nicht gegeben werden³³⁻³⁵⁾, die Strukturen lassen sich dabei nur unter der unrealistischen Annahme schwacher Absorption teilweise reproduzieren.

Die Winkelverteilungen zum ersten angeregten Zustand im $^{18}\text{O}(2^+, 1.98\text{MeV})$ (Fig.17a) zeigen erheblich weniger Struktur als beim Grundzustandsübergang, ebenso beim Übergang zu Zuständen bei etwa 3MeV Anregungsenergie (Fig.17b) (3 Zustände im ^{18}O bei etwa 3MeV, s.Fig.18). Dies deutet auf ein überwiegendes Auftreten von

2-Neutronentransfer hin, zumal bei 30MeV ein Rückwärtsanstieg nicht festzustellen ist.

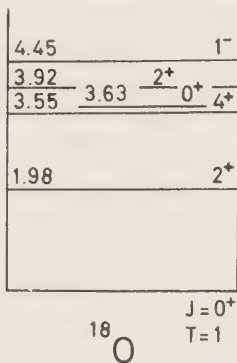


Fig.18
Termschema von ^{18}O

Insgesamt ergibt sich zunächst, daß Interferenzstrukturen auch bei vergleichbaren Wirkungsquerschnitten der jeweils simultan auftretenden Reaktionen nicht in allen Fällen gleich stark sind. Im Hinblick auf eine systematische Beschreibung wurden daher noch die Daten des Proton-/Alphatransfers $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ (36) zur Analyse herangezogen (vgl. Fig.29). Es ergibt sich dann eine Abhängigkeit der Stärke Interferenzstrukturen vom transferierten Drehimpuls l :

- a) $l = 0$: $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{\text{g.s.}})^{12}\text{C}$
- b) $l = 1$: $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{0.87})^{13}\text{C}$
- c) $l = 2$: $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{1.98})^{12}\text{C}$, $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$
- d) $l = 3$: $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{g.s.}})^{13}\text{C}$.

Für $l = 0, 1$ ergeben sich starke Strukturen, im Fall $^{16}\text{O} \rightarrow ^{11}\text{B}$ ($l = 2$) sind sie bereits merklich gedämpft und verschwinden nahezu für $l = 3$. Wie sich dieses Verhalten erklären läßt, und inwieweit sich die Strukturen mit der Theorie (kohärente Addition von DWBA-Wirkungsquerschnitten) beschreiben lassen, wird im folgenden untersucht. In Kap.4 wird eine Erläuterung der theoretischen Methoden und in Kap.5 der Vergleich mit dem Experiment gegeben.

4. DWBA-Beschreibung von Transferreaktionen mit schweren Ionen

Die DWBA, die ursprünglich zur Beschreibung von Transferreaktionen mit leichten Projektilen entwickelt worden war, hat sich auch bei der Analyse von Schwerionenreaktionen gut bewährt. Winkelverteilungen lassen sich über einen großen Energiebereich hinweg reproduzieren, und die Genauigkeit der absoluten Wirkungsquerschnitte gestattet die Bestimmung spektroskopischer Faktoren. Im Vergleich mit in letzter Zeit entwickelten verschiedenen halbklassischen Methoden werden in der DWBA geringere Einschränkungen gemacht: Drehimpuls- und Massentransfer können berücksichtigt werden, und die Q-Wertabhängigkeit der Reaktionswirkungsquerschnitte wird richtig wiedergegeben^{6,37,38}).

Im folgenden Abschnitt werden die Methoden zur Berechnung des DWBA-Matrixelements für schwere Ionen erläutert und ihre Anwendbarkeit im Hinblick auf die Beschreibung der gemessenen Reaktionen diskutiert.

4.1 Die DWBA-Amplitude

Das exakte energiegemittelte Übergangsmatrixelement für eine Reaktion

$$A(a,b)B,$$

wobei im Eingangskanal (i) die Teilchen a,A und im Ausgangskanal (f) die Teilchen b,B vorliegen, ergibt sich aus der Lösung der Schrödingergleichung mit Randbedingungen³⁹⁾ zu

$$T_{fi} = \langle \chi_b \chi_a \chi_f^{(-)} | V_f - V_i | \Psi_i^{(+)\text{OH}} \rangle$$

wobei $\Psi_i^{(+)\text{OH}}$ aus der vollständigen Wellenfunktion dadurch hervorgegangen ist, daß man nur wenige offene Kanäle explizit betrachtet und alle andern im Energiemittel berücksichtigt

(Optisches Modell). V_f ist die exakte Wechselwirkung im Kanal f und U_f das Potential, mit dem die gestörte Welle $\chi_f^{(-)}$ (Wellenfunktion der Relativbewegung) berechnet wird. T_{fi} gibt also den Überlapp der exakten energiegemittelten Wellenfunktion unter der Wechselwirkung $V_f - U_f$ mit dem beobachteten asymptotischen Ausgangskanal an. Gleichberechtigt mit dieser "post"-Darstellung, in die nur die Wechselwirkung im Ausgangskanal eingeht, ist die "prior"-Form:

$$T_{fi} = \langle \bar{\Psi}_f^{(+)\text{OH}} | V_i - U_i | \gamma_a \gamma_A \chi_i^{(+)} \rangle$$

Man kann also jeweils die Darstellung verwenden, die einfacher auszuwerten ist.

Beim Übergang von Gl.(4) zum DWBA-Matrixelement werden folgende Näherungen durchgeführt:

- Übergang von $\bar{\Psi}_i^{(+)\text{OH}}$ zur "distorted wave" $\chi_i^{(+)}$, d.h. man nimmt nur einen Kanal, die elastische Streuung, als dominierend an,
- U_f wird so gewählt, daß nur ein Ausgangskanal, nämlich f , berücksichtigt wird und Terme von Übergängen in andere Kanäle verschwinden,
- U_f wird durch das empirische optische Potential, das die elastische Streuung beschreibt, ersetzt.

Diese Näherungen sind z.T. nicht exakt zu begründen und sind im wesentlichen durch den Erfolg der DWBA bei der Beschreibung von Transferreaktionen gerechtfertigt.

Zur weiteren Auswertung des Matrixelementes sei nun angenommen, daß bei der Reaktion $A(a,b)B$ ein Teilchen x (Nukleon oder Nukleonencluster ohne innere Anregung) von a nach b übertragen wird, d.h.

$$a = b + x, B = A + x \quad (\text{Fig.19}).$$

Die Wechselwirkung $V_f - U_f$ ergibt sich als Differenz der exakten Wechselwirkung der 3 Teilchen im Nahbereich und der durch das

optische Potential beschriebenen im äußeren Bereich zu

$$\Delta V_f = V_f - U_f^{OM} = V_{bA} - V_{bB} + V_{bX},$$

wobei V_{bB} durch U_f^{OM} beschrieben wird. Da sich A und B nur

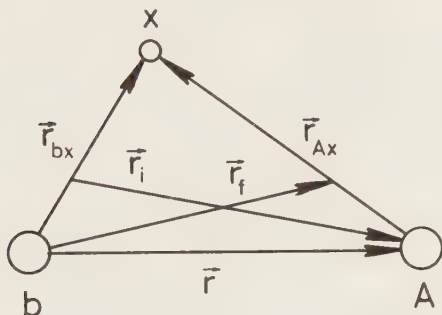


Fig.19

Koordinaten zur Beschreibung der
Transferreaktion $A(a,b)B$

$$\begin{aligned}\vec{r} &= \vec{r}_{bx} - \vec{r}_{Ax} \\ \vec{r}_i &= \vec{r} - \frac{x}{b+x} \vec{r}_{bx} \\ \vec{r}_f &= \vec{r} - \frac{x}{A+x} \vec{r}_{Ax} \\ &= \frac{A}{A+x} \vec{r} + \frac{x}{A+x} \vec{r}_{bx}\end{aligned}$$

wenig unterscheiden, wird jetzt als weitere Näherung

$$V_{bA} \sim V_{bB} = U_f^{OM}$$

gesetzt, d.h. als Wechselwirkung bleibt

$$\Delta V_f \sim V_{bX}.$$

Zu berechnen ist also nun das sechsdimensionale Integral:

$$T_{fi} = \int d\vec{r} d\vec{r}_{bx} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \langle Bb | V_{bX} | aA \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i), \quad (5)$$

wobei das Matricelement $\langle B | V_{bx} | A \rangle$ die inneren Wellenfunktionen der entsprechenden Teilchen enthält. Man faktoriisiert nun

$$\psi_a = \Theta_{j_i l_i} [\psi_b \xi_x] j_a + \dots$$

$$\psi_B = \Theta_{j_f l_f} [\psi_A \xi_x] j_B + \dots$$

und kann so zunächst die Integration über die inneren Koordinaten durchführen. Es ergibt sich:

$$\langle b | a \rangle = \sum_{j_i l_i} \Theta_{j_i l_i} \sum_{\substack{\lambda_i m_{\lambda_i} \\ \mu_i}} (l_i \lambda_i, s_{\lambda} m_{\lambda_i} | j_i \mu_i) (j_i \mu_i, j_b m_b | j_a m_a) \psi_{e_i \lambda_i}(\vec{r}_{bx}) \xi_{m_{\lambda_i}} \quad (6)$$

$$\langle B | A \rangle = \sum_{j_f l_f} \Theta_{j_f l_f} \sum_{\substack{\lambda_f m_{\lambda_f} \\ \mu_f}} (l_f \lambda_f, s_{\lambda} m_{\lambda_f} | j_f \mu_f) (j_f \mu_f, j_A M_A | j_B M_B) \psi_{e_f \lambda_f}^*(\vec{r}_{Ax}) \xi_{m_{\lambda_f}} \quad (7)$$

Das Teilchen x sei dabei mit Gesamtspin j_i, j_f und Bahndrehimpuls l_i, l_f im Eingangs- bzw. Ausgangskanal gebunden, die zugehörigen Wellenfunktionen der Relativbewegung sind mit ψ_{ex} bezeichnet ($j_i = l_i + s_x, j_f = l_f + s_x$). Die Θ_{j_l} sind die spektroskopischen Faktoren für die gebundenen Zustände von x und ξ_{m_x} entspricht dessen innerer Wellenfunktion. Einsetzen von (6), (7) in (5) ergibt:

$$T_{fi} = \sum_{\substack{j_i l_i \\ j_f l_f}} \Theta_{j_i l_i} \Theta_{j_f l_f} \sum_{\substack{\lambda_i \lambda_f \\ \mu_i \mu_f}} (l_i \lambda_i, s_{\lambda} m_{\lambda} | j_i \mu_i) (l_f \lambda_f, s_{\lambda} m_{\lambda} | j_f \mu_f) \\ \times (j_i \mu_i, j_b m_b | j_a m_a) (j_f \mu_f, j_A M_A | j_B M_B) \\ \times \int d\vec{r} d\vec{r}_{bx} \underbrace{\chi_i^{(-)}(\vec{r}_i, \vec{r}_f) \psi_{e_f \lambda_f}^*(\vec{r}_{Ax}) V_{bx} \psi_{e_i \lambda_i}(\vec{r}_{bx}) \chi_i^{(+)}(\vec{r}_i, \vec{r}_f)}_{T^1} \quad (8)$$

Aus Gl.(8) ist ersichtlich, daß sich immer nur Produkte von spektroskopischen Faktoren von Eingangs- und Ausgangskanal bestimmen lassen.

4.2 Näherungen für schwere Ionen

Trotz der zahlreichen bereits durchgeführten Näherungen ist die Berechnung des reduzierten Matrixelementes T' (6-dimensionales Integral) noch außerordentlich schwierig. In einigen Fällen wurde für Schwerionenreaktionen dieses vollständige "Finite-Range" Integral berechnet^{40,41)}. Man verwendet jedoch meist weitere Näherungen, die das Ziel haben, das Integral auf ein 3-dimensionales zu reduzieren.

Die einfachste Näherung, die für leichte Projektile (z.B. d,p-Reaktionen) verwendet wird, ist die "Zero-Range" Approximation. Dabei wird angesetzt:

$$V_{bx} \psi_{ei\lambda_i} = D_0 \cdot \delta(\vec{r}_{bx})$$

(D_0 : Stärke der Wechselwirkung)

Für Oberflächenreaktionen mit komplexen Projektilen ist diese Methode jedoch völlig ungeeignet.

In der "Fixed-Range" Näherung nach Pühlhofer et al.³⁾ wird von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

- a) es tragen nur solche räumlichen Konfigurationen zur Übergangsamplitude bei, bei denen die Teilchen A,b,x kollinear angeordnet sind; damit werden alle auftretenden Vektoren parallel (Fig.20),
- b) aufgrund der starken Absorption handelt es sich um eine reine Oberflächenreaktion; $|\vec{r}_{bx}|$ hat einen festen Wert a, der Reaktionszone entsprechend.

Man setzt also

$$V_{bx} \psi_{ei\lambda_i}(\vec{r}_{bx}) = D_0 \cdot \delta(\vec{r}_{bx} - a \cdot \frac{\vec{r}}{r}) \cdot i^{\ell_i} \cdot Y_{\ell_i \lambda_i}(\hat{r}) .$$

Faktorisiert man noch

$$\chi_{\ell_f \lambda_f}(\vec{r}_{Ax}) = \frac{u_f(r_{Ax})}{r_{Ax}} \quad \text{ist} \quad Y_{\ell_f \lambda_f}(\hat{r}) \quad ,$$

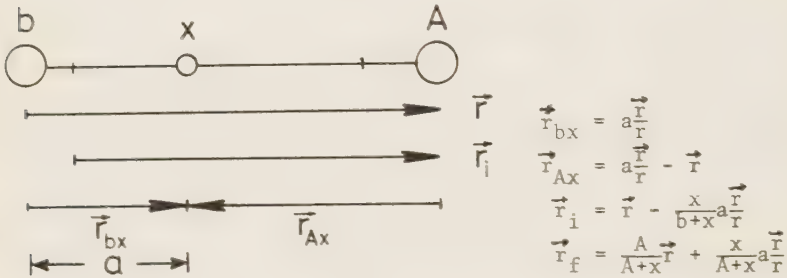


Fig.20

Koordinaten in der Fixed-Range
Näherung

so folgt für das reduzierte Matrixelement

$$T' = D_a \, i^{\ell_i - \ell_f} (-1)^{\ell_f} \times \\ \times \int d\vec{r} \, \chi_r^{(-)*}(\vec{r}_i, \vec{r}_f) \frac{u_f(r_{Ax})}{r_{Ax}} Y_{\ell_f \lambda_f}^*(\hat{r}) Y_{\ell_i \lambda_i}(\hat{r}) \chi_i^{(4)}(\vec{r}_i, \vec{r}_f)$$

Das Produkt der beiden Kugelfunktionen läßt sich entwickeln⁴²⁾
zu

$$Y_{\ell_i \lambda_i}(\hat{r}) Y_{\ell_f \lambda_f}^*(\hat{r}) = \\ (-1)^{\lambda_f} \sum_{\lambda} (-1)^{\lambda} \frac{\hat{\ell}_i \hat{\ell}_f}{14\pi \hat{\ell}} (\ell_i \lambda_i, \ell_f - \lambda_f | \ell - \lambda) (\ell_i 0, \ell_f 0 | \ell 0) Y_{\ell \lambda}^*(\hat{r})$$

wobei sich 1 als transferierter Drehimpuls interpretieren läßt ($\hat{Q} = \sqrt{2\ell+1}$). Damit ergibt sich für eindeutig definierte Werte ℓ_i, ℓ_f, j_i, j_f Gl. (8) zu:

$$\langle M_B m_B | T | m_a M_A \rangle =$$

$$\begin{aligned} & \Theta_{j_i \ell_i} \Theta_{j_f \ell_f} \frac{D_a}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{\ell_f} \sum_{\substack{\lambda_i \lambda_f \\ m_x}} (\ell_i \lambda_i, s_x m_x | j_i \mu_i) (j_i \mu_i, j_B m_B | j_a m_a) \\ & \times (\ell_f \lambda_f, s_x m_x | j_f \mu_f) (j_f \mu_f, j_A M_A | j_B M_B) \\ & \times (-1)^{\lambda_f} \sum_{\ell_2} i^{\ell_i - \ell_f + \ell} (-1)^{\lambda} \frac{\hat{\ell}_i \hat{\ell}_f}{\hat{\ell}} (\ell_i \lambda_i, \ell_f \lambda_f | \ell \lambda) (\ell_i 0, \ell_f 0 | \ell 0) T_{\ell 2}(\theta) \end{aligned} \quad (9)$$

mit

$$T_{\ell 2}(\theta) = \int d\vec{r} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \frac{u_f(r_{Ax})}{r_{Ax}} Y_{\ell 2}^*(\vec{r}) i^{-\ell} \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i)$$

Faßt man nun noch 3 der Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK) zusammen zu einem Racah-Koeffizient und einem weiteren CGK⁴²⁾, so erhält man als Übergangsamplitude:

$$\langle M_B m_B | T | m_a M_A \rangle =$$

$$\begin{aligned} & \Theta_{j_i \ell_i} \Theta_{j_f \ell_f} \frac{D_a}{\sqrt{4\pi}} (j_i \mu_i, j_B m_B | j_a m_a) (j_f \mu_f, j_A M_A | j_B M_B) \\ & \times i^{\ell_i - \ell_f} (-1)^{\ell_i - \ell_f} \hat{j}_i \hat{\ell}_i \hat{j}_f \hat{\ell}_f \sum_{\ell_2} i^{\ell} (\ell_i 0, \ell_f 0 | \ell 0) (j_i \mu_i, \ell_2 | j_f \mu_f) \\ & \times W(j_i \ell s_x \ell_f; j_f \ell_i) T_{\ell 2}(\theta). \end{aligned} \quad (10)$$

Für den transferierten Drehimpuls ergeben sich damit folgende Auswahlregeln:

$$|l_i - l_f| \leq l \leq l_i + l_f$$

$$|j_i - j_f| \leq l \leq j_i + j_f$$

$$(-1)^{l_i + l_f} = (-1)^l$$

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist über die Spineinstellungen im Eingangskanal zu mitteln und im Ausgangskanal zu summieren:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2j_A+1)(2j_a+1)} \sum_{\substack{m_a m_b \\ M_A M_B}} |\langle M_B m_b | T | m_a M_A \rangle|^2 \\ &= \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \theta_{j_i l_i}^2 \theta_{j_f l_f}^2 \frac{D_a^2}{4\pi} \frac{(2l_i+1)(2l_f+1)(2j_B+1)}{(2l+1)(2j_A+1)} \\ &\quad \times \sum_{\ell} (l_i, l_f, 0 | \ell, 0)^2 W(j_i l_i s_i l_i; j_f l_f)^2 |T_{\ell}|^2 \quad (11) \end{aligned}$$

Der Ausdruck kann nach entsprechender Änderung der Vektoren mit einem Zero-Range Code berechnet werden.

Die Fixed-Range Methode eignet sich gut zur Beschreibung von Mehrnukleontentransferreaktionen, da nicht wie bei anderen Näherungen vorausgesetzt wird, daß die Masse des transferierten Teilchens klein gegen die der Rumpfe ist. Es können allerdings nur relative spektroskopische Faktoren zuverlässig bestimmt werden.

Von Buttle und Goldfarb^{1,2)} wurden zunächst zur Beschreibung von Neutronentransfer unterhalb der Coulombbarriere folgende Annahmen zur Berechnung des Integrals gemacht:

- a) Die Masse des transferierten Teilchens x ist klein gegen die Masse der Rumpfe A und b; es wird gesetzt

$$\vec{r}_i \sim \vec{r}, \quad \vec{r}_f \sim \vec{r}^A_B.$$

b) Von der Wellenfunktion $\psi_{\ell f \lambda_f}(\vec{r}_{Ax})$ des gebundenen Zustands ist nur der Verlauf außerhalb des Kernrandes wesentlich.

Für Energien unterhalb des Coulombwalls ist b) sicher erfüllt, jedoch auch für höhere Energien konnte gezeigt werden^{43,44}, daß man wegen der starken Absorption keine Beiträge aus dem Kerninneren erhält. Es wird daher die Wellenfunktion des gebundenen Zustands durch ihren asymptotischen Verlauf einer sphärischen Hankelfunktion erster Ordnung ersetzt (Fig.21):

$$\psi_{\ell f \lambda_f}(\vec{r}_{Ax}) \sim N_f h_{\ell}^{(1)}(i\alpha_f r_{Ax}) \psi_{\ell f \lambda_f}(\vec{r}_{Ax}), \quad (12)$$

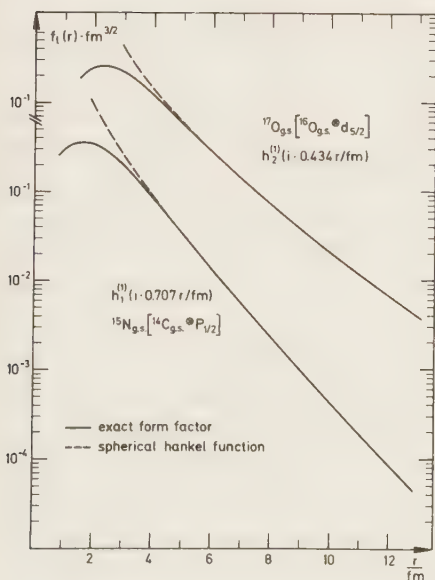


Fig.21

Approximation des Radial-
teils einer bound-state Wel-
lenfunktion durch eine sphä-
rische Hankelfunktion
 $h_1^{(1)}(i\alpha r)$ für ein Neutron
und ein Proton als gebundenes
Teilchen. Für die Protonwel-
lenfunktion ist in $\alpha = \sqrt{2x_{red} B_f \ell_i^{-2}}$
bereits die Bindungsenergie
geändert, um eine gute Anpas-
sung zu erreichen.

wobei α_f durch die Bindungsenergie B_f von x im Ausgangskanal
gegeben ist: $\alpha_f = \sqrt{2x_{red} B_f \ell_i^{-2}}$. Buttle und Goldfarb geben

nun weiterhin folgende Reihenentwicklung für das Produkt auf der rechten Seite von Gl.(12) an.

$$\begin{aligned} \psi_{\ell_f \lambda_f}(\vec{\tau}_{A\lambda}) = N_f \sqrt{4\pi} \sum_{\substack{\ell_f' \\ \lambda_f'}} (-1)^{\frac{\ell_f + \ell_f' - \ell}{2}} \cdot \frac{\ell_f!}{\ell_f'} (\ell_f, \ell_f, \lambda_f | \ell_f' \lambda_f') (\ell_f, \ell_f, \lambda_f | \ell_f' \lambda_f') \\ \times \mathcal{H}_{\ell_f}^{(1)}(i\alpha_f \tau) j_{\ell_f'}(i\alpha_f \tau_{bx}) Y_{\ell_f, \lambda_f}^*(\vec{\tau}) Y_{\ell_f', \lambda_f'}(\vec{\tau}_{bx}) \end{aligned}$$

Faktoriisiert man $\psi_{\ell_i \lambda_i}$ in Radial- und Winkelanteil

$$\psi_{\ell_i \lambda_i}(\vec{\tau}_{bx}) = u_{\ell_i}(\tau_{bx}) Y_{\ell_i, \lambda_i}(\vec{\tau}_{bx})$$

so ergibt sich die Übergangsamplitude¹⁾ zu:

$$\begin{aligned} \langle M_B m_B | T | m_A M_A \rangle = \sum_{\substack{j_f, \ell_f \\ \ell_i, \ell_f, \ell}} G_{j_f \ell_i} G_{j_f \ell_f} \sqrt{4\pi} j_f! \ell_i! \ell! N_f A_{\ell_i}(\ell_f, \ell_i, \ell | \ell_f, \ell) \\ \times W(\ell \ell_i j_f s_x; \ell_f j_i) \sum_{\lambda_f \mu_f} (\ell \lambda, j_i \mu_i | j_f \mu_f) (j_i \mu_i, j_B m_B | j_A m_A) \\ \times (j_f \mu_f, j_A M_A | j_B M_B) T_{\ell \lambda}(\theta) \end{aligned} \quad (13)$$

mit

$$A_{\ell_i} = \int_0^\infty \tau_{bx}^2 d\tau_{bx} j_{\ell_i}^*(i\alpha_f \tau_{bx}) v_{bx} u_{\ell_i}(\tau_{bx})$$

$$T_{\ell \lambda} = \int d\vec{\tau} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{\tau}_f) \mathcal{H}_{\ell_f}^{(1)}(i\alpha_f \tau) Y_{\ell, \lambda}^*(\vec{\tau}) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{\tau}_i) \end{aligned}$$

Das Integral A_{ℓ_i} läßt sich unter der Annahme, daß sich die Bindungsenergien von x im Eingangs- und Ausgangskanal nicht wesentlich unterscheiden, auswerten zu

$$A_{\ell_i} \sim (-1)^{\ell_i} \frac{\ell_i!}{2x_{red}} N_i \alpha_f^{\ell_i} \alpha_i^{-\ell_i-1}$$

Aus den CGK erhält man die gleichen Auswahlregeln für l wie bei der Fixed-Range-Näherung. Falls das transferierte Teilchen ein einzelnes Nukleon ist kann man vereinfachen:

$$i_i j_i (l_i, l_i, c | c, c) \cdot h (l_i j_i \frac{1}{2}; c, c) = (j_i \frac{1}{2}, c | j_i \frac{1}{2})$$

und erhält dann den Wirkungsquerschnitt für eindeutig definierte Werte von l_i, l_f, j_i, j_f zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{(2j_i+1)}{(2j_f+1)} \frac{(2j_f+1)}{(2j_i+1)} \epsilon_{j_i l_i}^2 \epsilon_{j_f l_f}^2 |A_{l_i}|^2 |A_{l_f}|^2 \times \sum_{\epsilon_2} (j_i \frac{1}{2}, c | j_f \frac{1}{2})^2 |T_{\epsilon_2}|^2 \quad (14)$$

Die obige Darstellung ist zunächst nur für Neutronen als transferierte Teilchen x gültig. Handelt es sich um ein geladenes Teilchen, so wird der asymptotische Verlauf des gebundenen Zustands Wellenfunktion nicht mehr durch eine Hankel - sondern durch eine Whittakerfunktion beschrieben. Diese läßt sich jedoch ebenfalls durch eine Hankelfunktion approximieren, allerdings wird dann α_f ein Parameter der variiert wird²⁾, um die Steigung der Hankelfunktion der der exakten Wellenfunktion anzugleichen (Fig.21).

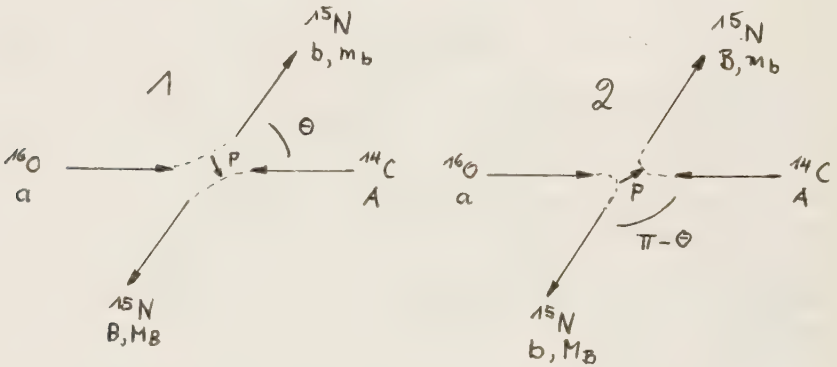
Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten nach der Methode von Buttle und Goldfarb läßt sich ebenfalls ein normaler Zero-Range Code verwenden, mit den Modifikationen, daß l als Bahndrehimpuls l_f und daß für den Transfer von geladenen Teilchen eine veränderte Bindungsenergie und als Ladung 0 eingesetzt wird, um die richtige Hankelfunktion zu erhalten.

Die Vernachlässigung des Rückstoßes in dieser Näherung bedeutet für die hier zu analysierenden Einnukleontransferreaktionen keine wesentliche Einschränkung. Inwieweit sich die Approximation der Wellenfunktionen für geladene und ungeladene Teilchen auswirkt, wird ein Vergleich von Neutron- und Protontransfer ergeben (Kap.5). Weiterhin wird anhand eines Vergleichs mit Fixed-

Range-Rechnungen untersucht, ob es sinnvoll ist, Mehrnukleonen-transfer mit der Buttle und Goldfarb-Näherung zu beschreiben.

4.3 Identische Teilchen

Beim Protonentransfer $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$ treten identische $j = 1/2$ -Teilchen im Ausgangskanal auf. Es ist bei dieser Reaktion nicht zu unterscheiden, ob ein unter einem Winkel θ nachgewiesener ^{15}N -Kern aus dem Projektil oder Target hervorgegangen ist.



Die Ununterscheidbarkeit der Fälle muß in der Reaktionsamplitude berücksichtigt werden (Antisymmetrisierung). Die Antisymmetrisierung entspricht einer kohärenten Addition der Vorwärts- und Rückwärtsamplitude. Dabei sind im Matrixelement für Reaktion 2 m_b und M_B gegenüber Reaktion 1 zu vertauschen, um in den beiden Fällen vollständig identische Teilchen unter θ bezüglich der Einschußrichtung von ^{16}O zu erhalten. Unter Verwendung der Näherung von Buttle und Goldfarb ergeben sich dann die beiden Reaktionsamplituden nach Gl.(13) zu

$$T(\theta) = \langle M_B m_b | T(\theta) | m_a M_A \rangle$$

$$= \Theta_{j_i \ell_i} \Theta_{j_f \ell_f} \sqrt{4\pi} N_f A_{\ell_i} (1/2 M_B, 1/2 m_b | 00) T_{00}(\theta)$$

$$T'(\pi-\theta) = \langle m_b M_B | T(\pi-\theta) | m_a M_A \rangle$$

$$= \Theta_{j_i \ell_i} \Theta_{j_f \ell_f} \sqrt{4\pi} N_f A_{\ell_i} (1/2 m_b, 1/2 M_B | 00) T_{00}(\pi-\theta)$$

und der Wirkungsquerschnitt wegen $(1/2 M_B, 1/2 m_b | 00) = - (1/2 m_b, 1/2 M_B | 00)$ zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \sum_{m_b M_B} |T(\theta) - T'(\pi-\theta)|^2$$

$$= \sim \sum \{ |T|^2 + |T'|^2 - 2 \operatorname{Re} T^* T' \} \quad (15)$$

$$= 4\pi \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \Theta_{j_i \ell_i}^2 \Theta_{j_f \ell_f}^2 N_f^2 A_{\ell_i}^2 |T_{00}(\theta) + T_{00}(\pi-\theta)|^2.$$

Die $T_{\ell\lambda}$ sind also einfach zu addieren. Dies ist nicht notwendig immer der Fall, beispielsweise erhält man bei der Reaktion $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{N})^{13}\text{N}$ ($^{14}\text{N} : j = 1$) einen zusätzlichen Faktor $1/3$ vor dem Interferenzterm in der Gl.(15) entsprechenden Formel¹⁾.

Welche Bedeutung die kohärente Addition der beiden Amplituden hat, zeigt sich bei der Partialwellenentwicklung der distorted waves in $T_{\ell\lambda}$. Üblicherweise setzt man

$$T_{\ell\lambda}(\theta) = \sum_L T_{\ell\lambda, L}(\theta)$$

$$\left(= \int d\vec{r} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}) h_{\ell}^{(1)}(i\alpha_f r) k_{\ell}^*(r) \chi_i^{(1)}(\vec{k}_i, \vec{r}) \right),$$

$$(\vec{r}' = A/3 \vec{r})$$

wobei z.B. $\chi_f^{(-)}$ entwickelt wird als

$$\begin{aligned}\chi^{(-)}(\vec{k}_f, \vec{\tau}') &= 4\pi \sum_{LM} i^L f_L^{(-)}(k_f, \tau') Y_{LM}^*(\hat{k}_f) Y_{LM}(\hat{\tau}') \\ &= \sum_L \lambda_L^{(-)}(\vec{k}_f, \vec{\tau}').\end{aligned}$$

Geht man über von Θ nach $\pi - \Theta$ so entspricht dies einem Übergang von $\vec{k}_f$ zu $-\vec{k}_f$:

$$\begin{aligned}\lambda^{(-)}(-\vec{k}_f, \vec{\tau}') &= 4\pi \sum_{LM} i^L f_L^{(-)}(k_f, \tau') Y_{LM}^*(-\hat{k}_f) Y_{LM}(\hat{\tau}') \\ &= 4\pi \sum_{LM} i^L (-1)^L f_L^{(-)}(k_f, \tau') Y_{LM}^*(\hat{k}_f) Y_{LM}(\hat{\tau}') \\ &= \sum_L (-1)^L \lambda_L^{(-)}(\vec{k}_f, \vec{\tau}').\end{aligned}$$

Damit wird also

$$T_{\lambda, L}(\pi - \Theta) = (-1)^L T_{\lambda, L}(\Theta)$$

und

$$T_{\lambda, L}(\Theta) + T_{\lambda, L}(\pi - \Theta) = 2 \sum_{L \text{ gerade}} T_{\lambda, L}(\Theta).$$

Es tragen demnach nur gerade Partialwellen zum Wirkungsquerschnitt bei, d.h. die Winkelverteilung zeigt ein Maximum bei $\Theta = 90^\circ$.

Interessant ist noch ein Vergleich mit der Mottstreuung von ^{15}N Kernen. Bei Mottstreuung von nichtpolarisierten ($j = 1/2$)-Teilchen sind alle Spineinstellungen gleichverteilt. Mögliche Spins für das System sind $J = 0$ (Singulett) oder $J = 1$ (Triplet). Da die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch sein muß, gehört zur Singulett-Spinfunktion eine symmetrische und zur Triplet-Spinfunktion eine antisymmetrische räumliche Wellenfunktion. Wegen der verschiedenen Gewichte der beiden Möglichkeiten ergibt sich der Streuquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}} \propto \frac{3}{4} |f(\Theta) - f(\pi - \Theta)|^2 + \frac{1}{4} |f(\Theta) + f(\pi - \Theta)|^2.$$

Da der erste Term, der nur aus Beiträgen ungerader Partialwellen besteht, dominierend ist, zeigt die Winkelverteilung ein Minimum bei 90° (Fig.22). Zum Vergleich hat man bei der oben beschriebenen Protonentransferreaktion im Eingangskanal Gesamtspin 0 und, unter der Annahme einer einfachen Wechselwirkung, die die Spinrichtung des transferierten Protons nicht ändert, dasselbe im Ausgangskanal. Der räumliche Anteil der

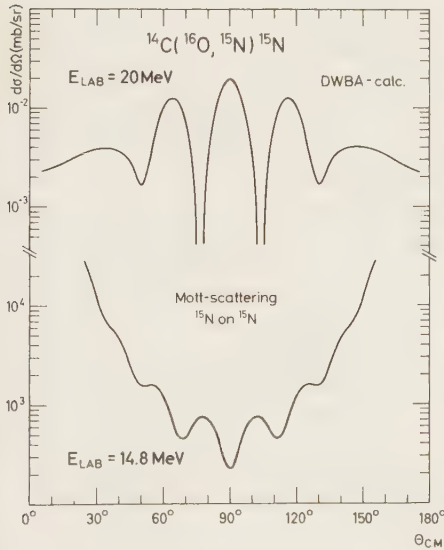


Fig. 22

DWBA-Rechnungen zum Protonentransfer zu identischen $j=1/2$ -Kernen im Ausgangskanal und Mottstreuung der gleichen Kerne (Laborenergie in den Ausgangskanälen gleich).

antisymmetrisierten Übergangsamplitude muß also symmetrisch bezüglich Teilchenvertauschung sein, woraus sich ein Maximum bei 90° ergibt (Fig.22)

4.4 Interferenz konkurrierender Transferprozesse

Tragen in einer Schwerionenreaktion zwei verschiedene Transferprozesse kohärent zum Wirkungsquerschnitt bei, so können in der Winkelverteilung Interferenzstrukturen auftreten. Ausgeprägte Strukturen ergeben sich im allgemeinen, wenn die Einzelwirkungsquerschnitte etwa die gleiche Größe haben. Dies ist vorwiegend in Reaktionen der Fall, bei denen sich Target und Projektil um nur wenige Nukleonen unterscheiden. Es sind zwei verschiedene Fälle zu betrachten:

- a) Die beiden gleichzeitig auftretenden Reaktionen sind von unterschiedlichem Typ (stripping/pickup); die beiden transferierten Cluster sind dann im Eingangskanal in verschiedenen Kernen gebunden, z.B. $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$, $2n$ - α -Transfer, $2n$ im ^{14}C , α im ^{16}O gebunden.
- b) Die Reaktionen sind vom gleichen Typ; die transferierten Cluster sind dann im Ausgangskanal in verschiedenen Kernen gebunden, z.B. $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$, p - α -Transfer, p im ^{12}C , α im ^{15}N gebunden.

Im Fall a) sind für beide Transfers die übertragenen Teilchen im gleichen Kern im Ausgangskanal gebunden (^{18}O), d.h. man erhält aus der Reaktion in einen definierten Endzustand zwei sich auf verschiedene Konfigurationen des gleichen Kerns beziehende spektroskopische Faktoren. Entsprechendes gilt im Fall b) für einen der Kerne (^{16}O) im Eingangskanal.

Im folgenden wird untersucht, wie sich für Reaktionen dieses Typs der Gesamtwirkungsquerschnitt darstellt. Die Rechnungen werden im Rahmen der Fixed-Range-Näherung durchgeführt, die Ergebnisse bei Verwendung der Methode von Buttle und Goldfarb sind jedoch im wesentlichen gleich.

Allgemein ergibt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt zu

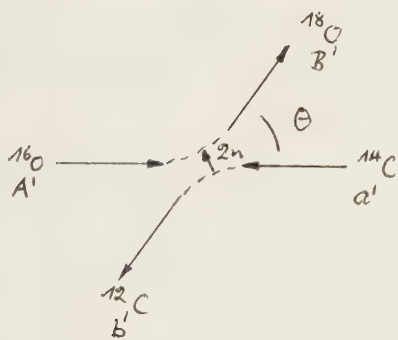
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_i m_f}{(2\pi\epsilon_0)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2j_A+1)(2j_a+1)}$$

$$\times \sum_{\substack{m_a m_b M_A M_B \\ m_a' m_b' M_A' M_B'}} | \langle M_B m_b | T(\theta) | m_a M_A \rangle + \langle M_B' m_b' | T'(\pi-\theta) | m_a' M_A' \rangle |^2$$

$$= \sim \sum \{ | \langle T | \rangle |^2 + | \langle T' | \rangle |^2 + 2 \operatorname{Re} \langle T | \rangle^* \langle T' | \rangle \}$$

Seien nun die beiden Fälle a), b) unterschieden und die Matrixelemente für die hier betrachteten Reaktionen ausgewertet. Aufgrund der Auswahlregeln tritt jeweils nur ein Wert für den transferierten Drehimpuls l auf.

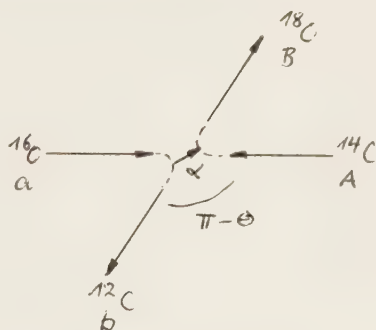
a) $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$, ($^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$ entsprechend)



$2n$ - pickup

$$\langle M_B' m_b' | T' | m_a M_A \rangle$$

$$= \langle M_B m_b | T | M_A m_a \rangle$$



α - stripping

$$\langle M_B m_b | T | m_a M_A \rangle$$

Es sind also im Eingangskanal die Teilchen zu vertauschen.

Wegen $J_A = j_a = 0$ ist die Auswertung sehr einfach, außerdem

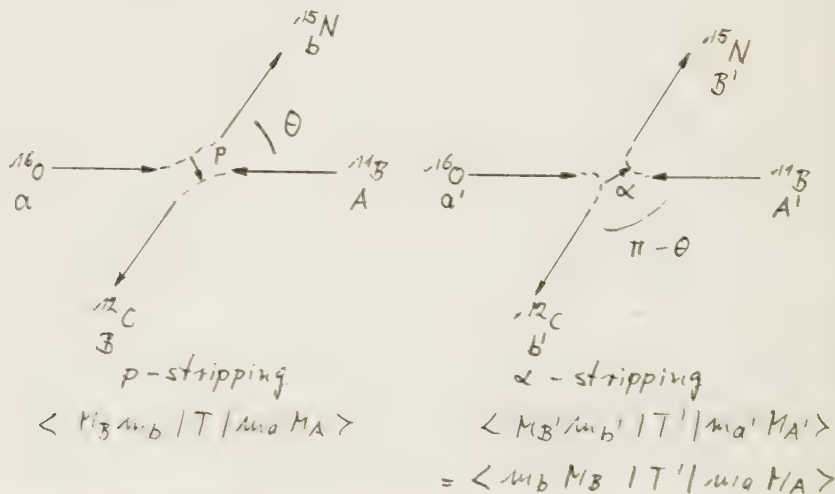
sind für die beiden gleichzeitig auftretenden Reaktionen (2n α -Transfer bzw. n- ^3He -Transfer) die Drehimpulse $1, l_i, l_f$, j_i, j_f jeweils gleich, ebenso die Spins s_x , wenn man voraussetzt, daß ein Dineutron und α -Teilchen ($s_x=0$) bzw. Neutron und ^3He ($s_x=1/2$) transferiert wird. Damit folgt

$$\frac{a_5}{a_2} = \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{(2l_i+1)(2l_f+1)(2j_B+1)}{4\pi(2l+1)} (l_i c, l_f c | l c)^2$$

$$\times h(j_i s_x l_f; j_f l_i) \sum_{\lambda} |c T_{\lambda}(\theta) + c' T'_{\lambda}(\pi-\theta)|^2 \quad (16)$$

mit $c = G_{j_i l_i} G_{j_f l_f} D_a$.

b) $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$



Hier sind im Ausgangskanal die Teilchen zu vertauschen. In diesem Fall ist $j_a = j_B = 0$ und die Drehimpulse s_x, l_i, l_f , j_i, j_f sind für die beiden Reaktionen unterschiedlich. Man erhält schließlich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_i m_f}{(2\pi k^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{4\pi (2j_A+1)(2j+1)} \sum_{\lambda} |c T_{e\lambda}(\theta) - c' T_{e\lambda}'(\pi-\theta)|^2 \quad (17)$$

mit

$$c = \Theta_{j_i l_i} \Theta_{j_f l_f} D_{\alpha} \hat{l}_i \hat{l}_f (l_i, l_f, c | c) h(j_i l_{s_i} l_f; j_f l_i) \\ c' = \Theta'_{j_i l_i} \Theta'_{j_f l_f} D'_{\alpha} \hat{l}'_i \hat{l}'_f \hat{j}_b (l'_i, l'_f, c' | c') h(j'_i l'_{s_i} l'_f; j'_f l'_i).$$

Die Gesamtamplitude läßt sich also für diese Reaktion ebenfalls als Linearkombination der Einzelamplituden darstellen.

Bei Durchführung der Rechnungen zeigte sich, daß bei Verwendung der Gleichungen (16) und (17) zur Berechnung der Gesamtwirkungsquerschnitte die Lage der Strukturen nicht in allen Fällen mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt und leicht vom Cutoff-Radius abhängig ist. Die Abweichungen sind auf die verwendeten Näherungen bei Berechnung der Reaktionsamplituden zurückzuführen. Zur Kompensation der Fehler wurde daher als freier Parameter eine zusätzliche Phase φ eingeführt und die Wirkungsquerschnitte berechnet als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\lambda} |c T_{e\lambda}(\theta) + e^{i\varphi} c' T_{e\lambda}'(\pi-\theta)|^2. \quad (18)$$

5. Analyse der Meßdaten

Zur Analyse der Meßergebnisse wurde in allen Fällen stark absorbierende Potentiale vorausgesetzt. Sowohl die elastische Streuung im vorderen Winkelbereich als auch die Transferreaktionen können mit einem im wesentlichen einheitlichen Satz von Optischen Modellparametern beschrieben werden, die von anderen Autoren verwendeten^{30,45)} sehr ähnlich sind.

Die Winkelverteilungen der Einnukleontransferreaktionen lassen sich mit der DWBA unter Verwendung der Näherung von Buttle und Goldfarb gut reproduzieren, absolute spektroskopische Faktoren ergeben sich für Neutrontransfer in befriedigender Übereinstimmung mit theoretischen Werten, während für Protontransfer erhebliche Abweichungen auftreten. In beiden Fällen zeigt sich eine Abhängigkeit von der Einschußenergie.

Die Reaktionen mit zwei gleichzeitig auftretenden Transferprozessen werden mit Hilfe der kohärenten Überlagerung von DWBA-Wirkungsquerschnitten gut beschrieben, wenn der transferierte Drehimpuls nicht zu groß ist. Insbesondere ergibt sich für $l = 0, 1$ sehr gute Übereinstimmung, während die Rechnungen für den Grundzustand des n -/ ^3He -Transfers ($l = 3$) Strukturen aufweisen, die das Experiment nicht bestätigt.

Weiterhin zeigt sich, daß nach der Methode von Buttle und Goldfarb berechnete Winkelverteilungen den unter Verwendung der Fixed-Range-Näherung erhaltenen Ergebnissen sehr ähnlich sind. Rückstoßeffekte wirken sich auch bei Mehrnukleonentransfer in nur geringem Maße auf die Form der Winkelverteilung aus.

5.1 Elastische Streuung

Die Winkelverteilungen der elastischen Streuung $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ werden mit Hilfe des Optischen Modells beschrieben. Dabei wird für das reelle und imaginäre Potential die üb-

liche Woods-Saxon-Form angenommen:

$$U(r) = U_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - R_T}{a_T}\right) \right\}^{-1}$$

$$W(r) = W_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - R_L}{a_L}\right) \right\}^{-1}$$

mit den Potentialradien $R_{T,i} = r_{or,i} (A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$

a_T, a_L : Diffusenness der Potentiale

A_T, A_P : Targetmasse, Projektilmasse)

Die Rechnungen wurden mit dem Code JIB 3 von F.G.Perey durchgeführt, die verwendeten Potentialparameter sind aus Tab.4 (Anhang) ersichtlich. Die Parameterwerte entsprechen im wesentlichen

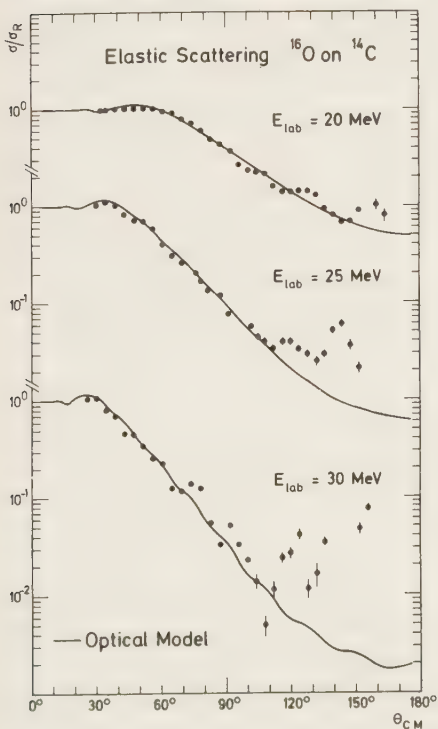


Fig.23

Beschreibung der Winkelverteilungen der elastischen Streuung nach dem Optischen Modell mit Standardparametern

denen, die sich bei der Analyse der elastischen Streuung verschiedener Systeme in diesem Massenbereich bewährt haben^{30,45)}. In Fig.23 sind die damit berechneten Winkelverteilungen dargestellt. Die experimentellen Daten können mit Hilfe des Optischen Modells mit den verwendeten Standardparametern im vorderen Winkelbereich gut reproduziert werden. Strukturen bei größeren Winkeln und Rückwärtsanstiege werden jedoch nicht wiedergegeben. Diese Abweichungen von den Rechnungen lassen sich als Beiträge von der 2-Protonentransferreaktion deuten, die zu den gleichen Endkernen führt und sich kohärent dem elastischen Wirkungsquerschnitt überlagert. Eine vollständige Beschreibung der Winkelverteilungen läßt sich unter Einbeziehung dieses Transferprozesses im Rahmen des LCNO-Modells durchführen³¹⁾.

Ziel der Analyse war es, Potential-Parameter zur Bestimmung der distorted waves in den DWBA Rechnungen zu den Transferreaktionen zu erhalten. Dazu sind die in Fig.23 gezeigten mittleren Fits geeignet. Die Festsetzung der Tiefe des reellen Potentials auf 100MeV ist willkürlich, es konnte gezeigt werden⁴⁵⁾, daß nur der Randverlauf des Potentials für die Form der Winkelverteilung wesentlich ist. Mit der Verwendung eines imaginären Potentials der Tiefe $W_0 = 25\text{MeV}$ ist starke Absorption (Volumenabsorption) vorausgesetzt. Änderungen von W_0 um z.B. $\pm 10\text{MeV}$ haben nur einen unwesentlichen Einfluß auf den Verlauf der Winkelverteilung.

5.2 Einnukleontransfer

Die Neutrontransferreaktion $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$ und die Protontransferreaktion $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$ wurden mit der DWBA unter Verwendung der Näherung von Buttle und Goldfarb analysiert. In beiden Fällen ist die Bindungsenergie der transferierten Nukleonen im Eingangskanal größer als im Ausgangskanal ($Q\text{-Wert} < 0$), daher wurde für beide Reaktionen die post-Darstellung gewählt^{1,37)}. Zusätzliche Rechnungen in der prior-Darstellung zeigen, daß für transferierten Drehimpuls $l = 0$ (p-Transfer) die Winkelverteilungen gleichen Verlauf haben wie in der post-Repräsentation und für $l = 1, 3$ (n-Transfer) nur geringfügige Abweichungen auftreten.

Die DWBA-Rechnungen wurden mit dem Zero-Range-Code DRC⁴⁶⁾ durchgeführt. Die Näherung von Buttle und Goldfarb wurde wie in Kap.4.2 angegeben berücksichtigt. Diese Modifikationen ändern die im Code berechnete Wellenfunktion des im Endkern gebundenen Teilchens asymptotisch zur richtigen benötigten Hankelfunktion ab. Die Methode hat gegenüber der Verwendung einer reinen Hankelfunktion den Vorteil, daß die so berechnete Funktion für $r \rightarrow 0$ nicht beliebig groß wird. Im interessierenden Bereich außerhalb des Kernrandes sind die beiden Funktionen bis auf eine Normierungskonstante N_1 identisch. Die exakte Wellenfunktion des gebundenen Zustands wurde unter Berücksichtigung von Spin-Bahn-Kopplung ebenfalls mit dem Programm DRC berechnet. Dabei wird von einem Woods-Saxon Potential (Radius $R = 1,2 \cdot A^{1/3}$ fm, Diffuseness $a = 0.65$ fm) ausgegangen und die Potentialtiefe dann der Bindungsenergie des Nukleons entsprechend festgelegt. Die Normierungskonstanten N_f, A_{1i} ergeben sich durch Anpassung von Hankelfunktionen an die exakten Wellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal.

Die Normierung des DRC-Wirkungsquerschnitts mit den beschriebenen Änderungen auf den von Buttle und Goldfarb berechneten ergibt sich zu

$$\left. \frac{\sigma}{\sigma_{\text{DRC}}} \right|_{\text{Bd}} = 2,287 \frac{(2s_x + 1)(2l + 1)}{(2j_f + 1)} \frac{(N_i \cdot f_{m1}^{3/2})^2}{(E_{\text{Bi}} \cdot x_{\text{red},i} / \text{MeV amu})^{1/2}} \\ \times \frac{N_f^2}{N_e^2} \left\{ \frac{(\alpha_i \cdot f_m)^{l_i}}{(\alpha_i \cdot f_m)^{l_i + 1}} \right\}^2 (j_i \pm 1/2, l_0 / j_i \pm 1/2)^2 \cdot \left. \frac{\sigma}{\sigma_{\text{DRC}}} \right|_{\text{DRC}}$$

mit E_{Bi} : Bindungsenergie von x im Eingangskanal
 $x_{\text{red},i}$: reduzierte Masse von x im Eingangskanal .

Die in den Rechnungen verwendeten Parameter der optischen Potentiale sind in Tab.4 (Anhang) zusammengestellt. Der reelle Radius im Eingangskanal entspricht dem aus der elastischen Streuung bestimmten Wert, für den Ausgangskanal war eine geringe Vergrößerung notwendig. In allen Fällen wurde ein der Summe der Kernradien entsprechender Cutoff-Radius benutzt, allerdings sind die so erhaltenen Winkelverteilungen wegen der starken Absorption mit den mit $R_{\text{cutoff}} = 0$ berechneten identisch.

Fig.24 zeigt die DWBA-Rechnungen zum Grundzustandsübergang des Einneutronentransfers. Der vordere Teil der Winkelverteilungen, der wegen nicht erfüllter "Matchingbedingungen" ($Q = -4,03\text{MeV}$, $l = 3$) auch bei 30 MeV noch strukturlos ist, wird gut wiedergegeben. Der von einem $1n2p$ -Transfer herrührende Rückwärtsanstieg wurde dabei nicht berücksichtigt. Das völlig andere Verhalten des Übergangs zum ersten angeregten Zustand im ^{17}O , wobei die Interferenz der beiden Reaktionen über den gesamten Winkelbereich hinweg starke Strukturen verursacht

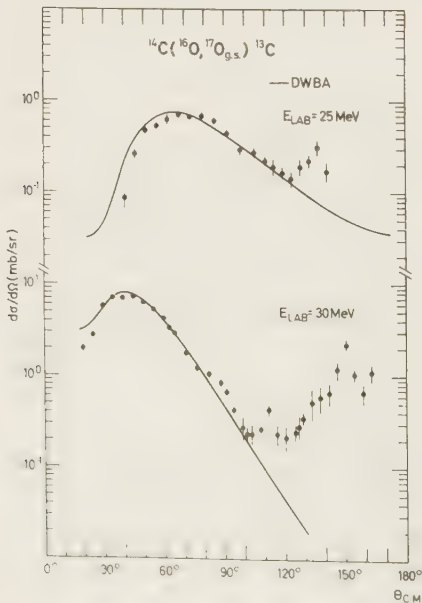


Fig.24

DWBA-Fit der Einneutrontransferwinkelverteilungen zum $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$ nach der Methode von Buttle und Goldfarb.

(vgl. Fig. 15), erlaubt keine befriedigende Beschreibung der Winkelverteilung, wenn nur Einneutronentransfer betrachtet wird.

Wie in Kap. 4.3 beschrieben, wird beim Protontransfer die notwendige Antisymmetrisierung der Reaktionsamplitude damit durchgeführt, daß nur die geraden Partialwellen berücksich-

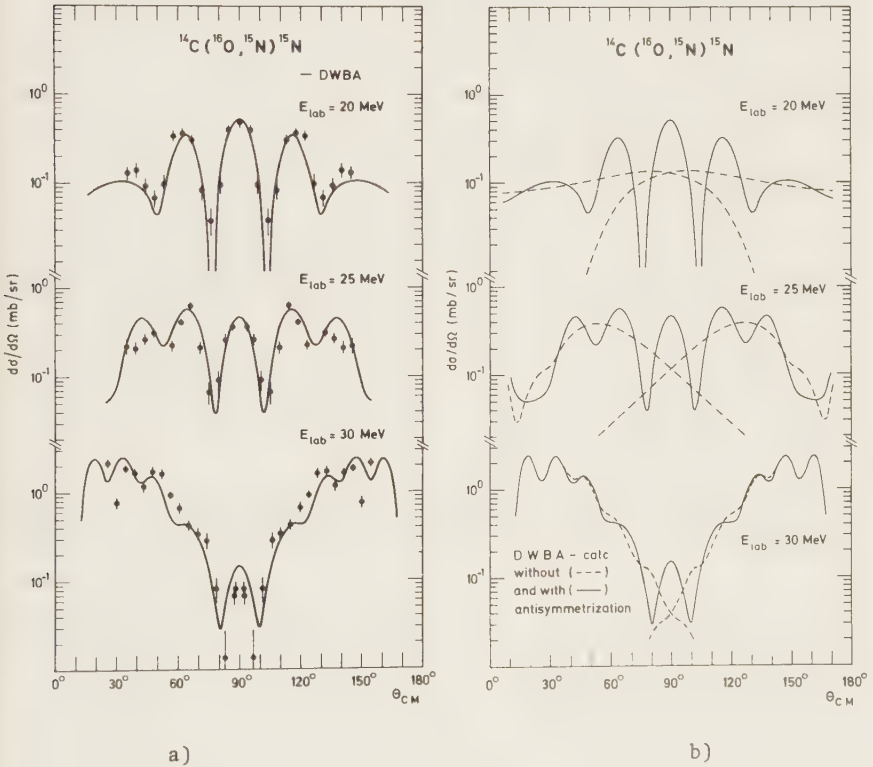


Fig. 25

DWBA-Fit der Winkelverteilungen der Protontransferreaktion nach Buttle und Goldfarb (a) und Darstellung der DWBA-Wirkungsquerschnitte als kohärente Summe der nicht antisymmetrisierten Winkelverteilungen $\sigma(\theta)$ und $\sigma(\pi - \theta)$ (b)

tigt werden. Dies entspricht einer kohärenten Summe der Wirkungsquerschnitte $\sigma(e)$ und $\sigma(\pi-e)$ ohne Antisymmetrisierung. In Fig.25a ist der DWBA-Fit zu den experimentellen Daten dargestellt und Fig.25b zeigt, wie sich diese Kurve aus den nicht antisymmetrisierten Wirkungsquerschnitten $\sigma(e)$ und $\sigma(\pi-e)$ ergibt. $\sigma(e)$ zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Winkelverteilung des Neutrontransfers. Die erstaunlich gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zeigt, daß die DWBA mit den verwendeten Parametern des Optischen Modells Winkelverteilungen auch außerhalb des Bereichs um das Stripping Maximum noch zuverlässig beschreibt, da in die Lage und Stärke der Interferenzstruktur die Größe und Phase der berechneten Reaktionsamplituden über den gesamten Winkelbereich hinweg empfindlich eingehen.

Zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren sind die experimentellen mit den aus der DWBA berechneten Wirkungsquerschnitten zu vergleichen. Eine Zusammenstellung der Werte findet sich in Tab.3. In allen Fällen tritt eine Energieabhängigkeit auf: die spektroskopischen Faktoren werden im wesentlichen mit wachsender Energie größer. Eine solche Abhängigkeit wurde

TABELLE 3

Spektroskopische Faktoren aus den Einnukleontransferreaktionen

n-Transfer	$S_1 \cdot S_2$ Theorie	$S_1 \cdot S_2$ (Exp.)		
		20	25	30MeV
$^{13}\text{C} \otimes p_{1/2}, \quad ^{17}\text{O} \otimes d_{5/2}(\text{g.s.})$	1,30 ^{a,b}	-	1,0	1,4
$^{13}\text{C} \otimes p_{1/2}, \quad ^{17}\text{O} \otimes s_{1/2}(0.87)$	1,38 ^{a,b}	-	-	1,4
p-Transfer				
$^{14}\text{C} \otimes p_{1/2}, \quad ^{15}\text{N} \otimes p_{1/2}(\text{g.s.})$	1,23 ^{a,c}	3,1	2,7	5,5

a: Ref.47, b: Ref.48, c: Ref.49

auch von Barker et al.⁶⁾ bei der Analyse der Reaktion $^{13}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{12}\text{C}$ gefunden. Die Ursache ist wahrscheinlich die Vernachlässigung von Rückstoßeffekten. Die Werte bei 30 MeV für die Übergänge zu $^{17}\text{O}_{g.s.}$ und $^{17}\text{O}_{0.87}$ stimmen gut mit Literaturwerten überein und bestätigen, daß relative spektroskopische Faktoren auf diese Art zuverlässig zu bestimmen sind.

Die mit Hilfe des Protontransfers extrahierten spektroskopischen Faktoren von ^{15}N und ^{16}O sind um einen Faktor 2 - 4 zu groß. Ein zu großer Wert wurde ebenfalls bei Untersuchung des elastischen Transfers $^{16}\text{O}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ erhalten⁷⁾, wenn die Näherung von Buttle und Goldfarb verwendet wurde. Die Abweichungen sind schwer zu erklären, zumal hier die Approximation der bound-state Wellenfunktion durch eine Hankelfunktion genauso gut möglich ist wie im Fall eines Neutrons (Fig. 21). Auch ist die zur näherungsweisen Berechnung der Größe A_{li} notwendige Forderung $\alpha_i \sim \alpha_f$ noch besser erfüllt als im Fall des Neutrontransfers.

Insgesamt ergibt sich in Übereinstimmung mit anderen DWBA-Analysen, daß die Methode von Buttle und Goldfarb wohl zur Bestimmung von spektroskopischen Faktoren aus Neutronentransfer geeignet ist, sich für Protontransfer jedoch deutliche Abweichungen von theoretischen Werten und Ergebnissen aus Transferreaktionen mit leichten Teilchen zeigen.

5.3 Reaktionen mit zwei verschiedenen Transferprozessen

Die DWBA-Rechnungen zu den Einzelprozessen der Reaktionen $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$ und $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ wurden unter Verwendung der Fixed-Range-Näherung ebenfalls mit dem Code DRC⁴⁶⁾ durchgeführt. Die vollständigen Winkelverteilungen ergaben sich dann durch nachträgliche Überlagerung der Einzelamplituden gemäß Gl. (18). Für Mehrnukleonentransfer wurde in allen Fällen als übertragenes Teilchen ein Cluster ohne innere Anregung vorausgesetzt (Di-Neutron, ^3He , α). Die Wellenfunktionen der ge-

bundenen Zustände wurden unter Berücksichtigung der richtigen Knotenzahlen aus dem Oszillatormodell (Tab.5, Anhang) in einem Woods-Saxon Potential mit Radius $R = 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$ und Diffuseness $0,65 \text{ fm}$ berechnet. Die Parameter des Optischen Modells zur Berechnung der distorted waves sind in Tab.4 (Anhang) zusammengestellt. In einigen Fällen war zur Beschreibung der richtigen Phasenlage der Interferenzstrukturen eine Relativphase $\varphi \neq 0$ (vgl. Kap. 4.4) notwendig. Tab. 6 (Anhang) zeigt die bei den Fits verwendeten optimalen Werte. Die Größe der Phase ist leicht vom Cutoff-Radius abhängig. Der Cutoff-Radius ist in allen Fällen etwa 1-2 fm größer als die Summe der Kernradien.

a) $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$

Eine Analyse der Umkehrreaktion $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ wurde bereits von Huber³³⁾ durchgeführt unter der Voraussetzung, daß nur α -Transfer vorliegt. Eine befriedigende Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen konnte auf diese Weise nicht erreicht werden. Roberts³⁴⁾ und Broglia et al.³⁵⁾ betrachten die Reaktion als reinen 2-Neutronentransfer und berechnen den Formfaktor für einen Transfer von zwei einzelnen Neutronen. Die experimentell gefundenen ausgeprägten Strukturen in den Winkelverteilungen lassen sich dann unter Verwendung schwach absorbierender Potentiale teilweise reproduzieren. Mit den gleichen Potentialen lassen sich auch die Strukturen in den Winkelverteilungen der elastischen Streuung $^{18}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}$ beschreiben. Wie bereits erwähnt (vgl. 5.1), hat sich das Konzept der starken Absorption bei der Analyse zahlreicher elastischer Streudaten in diesem Massenbereich gut bewährt, und eine einsichtige Notwendigkeit, für das System $^{18}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}$ schwache Absorption vorzusetzen, liegt nicht vor. Strukturen in der elastischen Winkelverteilung $^{18}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}$ lassen sich als Interferenzeffekte mit einem konkurrierenden Mehrnukleonentransfer interpretieren, ähnlich wie bei $^{16}\text{O} \rightarrow ^{11}\text{B}$ (Ref. 45). Weiterhin werden auch die Meßdaten der elastischen Streuung $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$ durch Rechnungen nach dem LCNO-Modell unter

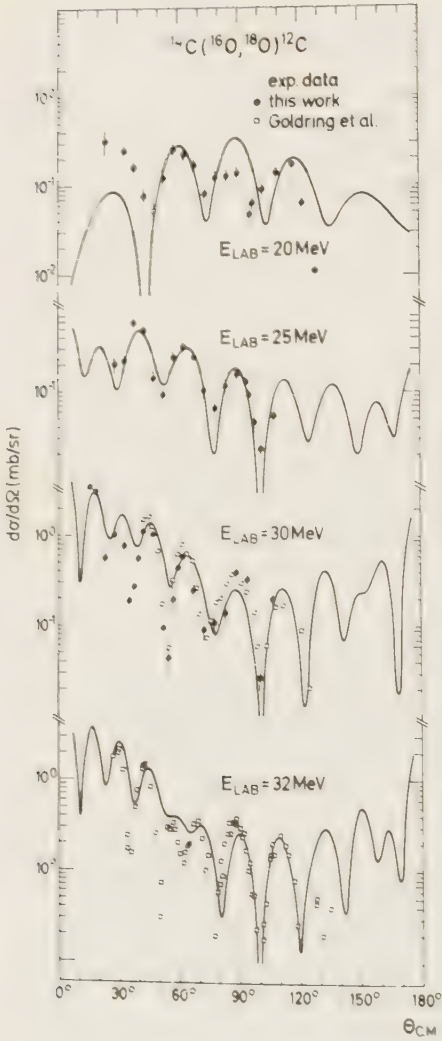
Berücksichtigung stark absorbierender Potentiale gut wiedergegeben ³¹⁾ (vgl. 5.1).

Roberts und Broglia et al. haben nur die Züricher Transferdaten ³²⁾ für Laborenergien von 15,7(16), 19,2(20) und 22,6(24) MeV analysiert (alle lab-Energien bezogen auf Eingangskanal $^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}$, Werte für die Umkehrreaktion $^{18}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}$ in Klammern). Bei 30 MeV (vgl. Fig. 16) zeigt sich eine Unregelmäßigkeit der Struktur im vorderen Winkelbereich, die für 31,8 MeV (35 MeV, Daten von Goldring et al., Ref. 32) zu größeren Winkeln hin verschoben ist.

Insgesamt lassen die bereits bei kleinen Energien auftretenden außergewöhnlich starken Strukturen gemeinsam mit den Unregelmäßigkeiten in den Winkelverteilungen bei höheren Energien als Ursache Interferenzeffekte als wahrscheinlich erscheinen. Damit ist eine Beschreibung als kohärente Summe des 2n- und α -Transfers unter Verwendung starker Absorption eine geeignete Möglichkeit zur Interpretation.

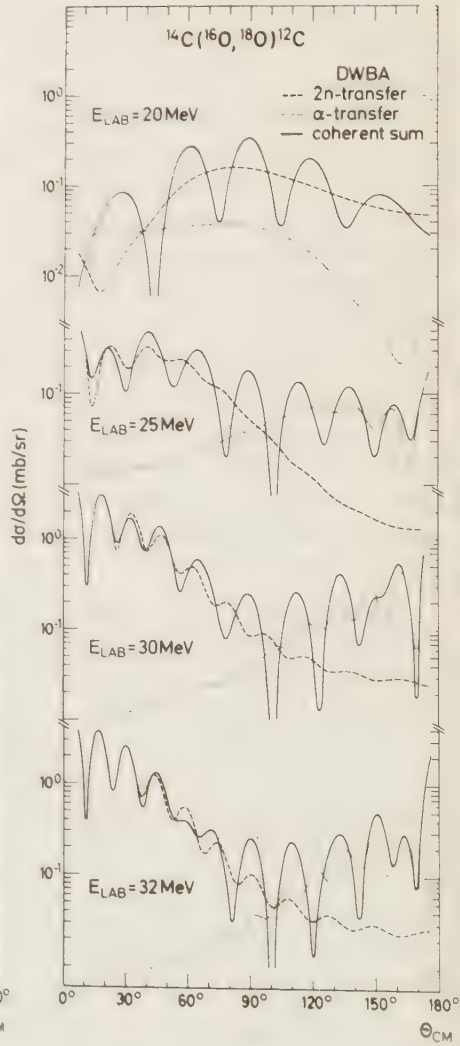
Rechnungen zum Grundzustandsübergang der Reaktion ($l = 0$) sind in Fig. 26 dargestellt. Fig. 26b zeigt, wie sich die Winkelverteilungen als Summen der Einzelwirkungsquerschnitte ergeben. Interferenzstrukturen und Unregelmäßigkeiten im vorderen Winkelbereich bei 30 und 32 MeV werden im ganzen richtig wiedergegeben, was die Annahme eines Auftretens von 2n- und α -Transfer gleicher Größenordnung bestätigt. Weiterhin zeigt sich damit aufgrund der Empfindlichkeit der Interferenzstrukturen auf die Phasenlage der Reaktionsamplituden ähnlich wie den Rechnungen zum Protonentransfer, daß die DWBA über einen großen Winkelbereich hinweg Transferreaktionen mit schweren Ionen gut beschreibt.

Für Einschußenergien von 30 und 32 MeV zeigen die theoretischen Winkelverteilungen gegenüber den gemessenen Daten einen etwas zu starken Rückwärtsanstieg ⁵⁰⁾. Es wurden daher weitere Rechnungen unter der Annahme durchgeführt, daß das übertragene



a)

Fig.26



b)

Winkelverteilungen des 2n- α -Transfers zum $^{18}\text{O}_{\text{g.s.}}$ (transferierter Drehimpuls $l = 0$). Die experimentellen Daten von Goldring et al. (Ref.32) wurden ohne Normalisierung übernommen. In den DWBA-Rechnungen wurde die Fixed-Range-Näherung verwendet.

Teilchen zwar ein zu $S_x = 0$ gekoppelter 4-Nukleonencluster ist, der jedoch kein α -Teilchen darstellt. Die Bindungsenergie erhöht sich dann von 6,28 auf 34,5 MeV, entsprechend der Summe der Bindungsenergien der Einzelnukeonen. Die Winkelverteilungen des 4 Nukleonentransfers verlaufen dann flacher, der Rückwärtsanstieg der Summenwinkelverteilung wird schwächer und die Struktur unter Vorwärtswinkeln verstärkt. Es tritt dann allerdings wegen der steil abfallenden Wellenfunktion eine erhebliche Abhängigkeit der absoluten Wirkungsquerschnitte von Cutoff-Radius auf, was die Rechnungen nicht sinnvoll erscheinen läßt. Bei $E_{lab} = 20$ MeV liefert der DWBA-Fit mit einer Bindungsenergie von 6,28 MeV, d.h. mit einer Wellenfunktion mit schwachem Abfall, eine bessere Beschreibung. Insgesamt deuten die Ergebnisse insbesondere bei höheren Energien jedoch auf mögliche Beiträge vom Transfer eines schwach korrelierten 4-Nukleonenclusters hin.

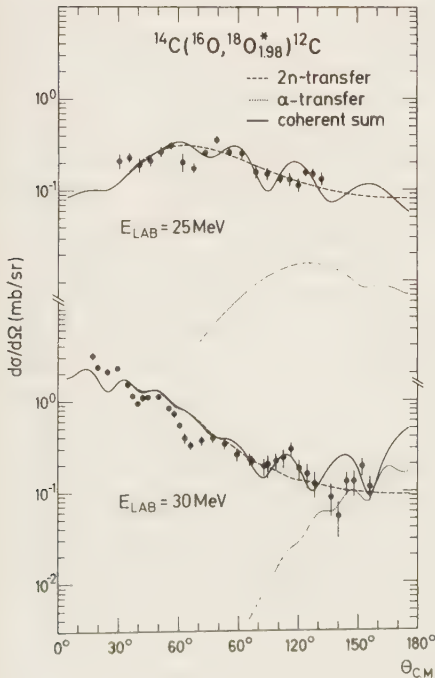


Fig.27

Fixed-Range DWBA-Rechnungen
zum 2n-/α-Transfer zum
 $^{18}_{1.98}O^{2+}$ ($l = 2$)

Fig.27 zeigt Rechnungen zur gleichen Reaktion zum ersten angeregten Zustand (2^+ , 1.98MeV) im ^{18}O ($l = 2$). Beiträge des α -Transfers haben hier deutlich geringeren Einfluß als beim Grundzustandsübergang und sind daher auch nur relativ ungenau zu bestimmen. Die Winkelverteilungen werden im wesentlichen schon durch 2n-Transfer allein beschrieben. - Winkelverteilungen zu Zuständen bei 3-4MeV Anregungsenergie im ^{18}O wurden wegen der nicht eindeutigen Zuordnungsmöglichkeit (vgl. Fig.18) nicht analysiert.

Es stellte sich heraus, daß die DWBA mit der Näherung von Buttle und Goldfarb für die obige Reaktion sowohl für den 2n- als auch für den α -Transfer sehr ähnliche Winkelverteilungen liefert wie die Fixed-Range Methode. Absolute spektroskopische Faktoren (Buttle und Goldfarb) zeigen zwar eine erhebliche Energieabhängigkeit, relative Werte (1.98/g.s.) sind jedoch für den 2n-Transfer ähnlich:

$$\frac{S_1 \cdot S_2 (^{18}\text{O}_{1.98})}{S_1 \cdot S_2 (^{18}\text{O}_{g.s.})}$$

	25MeV	30MeV
Fixed Range	0,72	0,71
Buttle u. Goldfarb	1,2	0,81

Diese Ergebnisse zeigen also, daß zumindest für den Transfer von 2 Nukleonen die Vernachlässigung von Rückstoßeffekten keine schwerwiegende Einschränkung bedeutet.

b) $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$

Die Winkelverteilung des $n\text{-}^3\text{He}$ -Transfer zum ersten angeregten Zustand im ^{17}O (transferierter Drehimpuls $l = 1$) läßt sich ebenfalls sehr gut als kohärente Summe der beiden Einzelwirkungsquerschnitte beschreiben (Fig.28). Obwohl die Anregungs-

energie sehr klein ist, zeigt diese Winkelverteilung einen von der des Grundzustandsübergangs wesentlich abweichenden

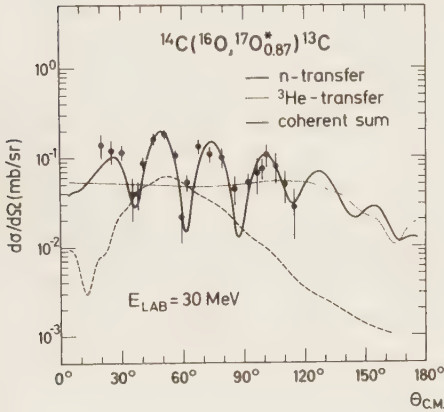


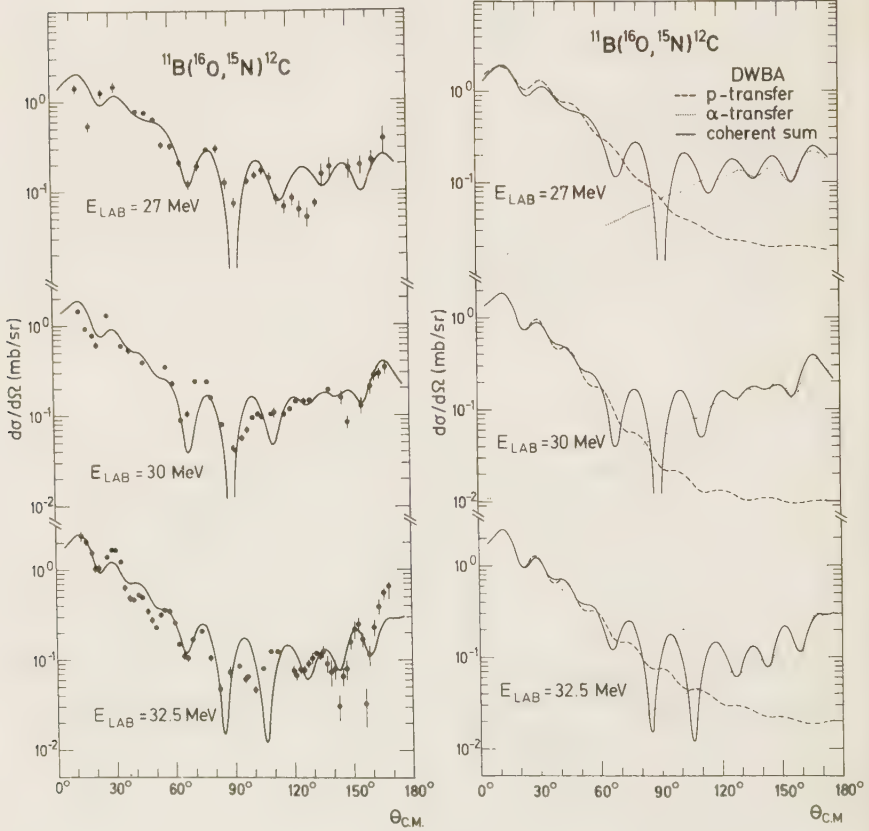
Fig.28

Fixed Range DWBA-Rechnungen zum n-/ ^3He -Transfer zum $^{17}\text{O}_{0.87}$ ($l = 1$)

Verlauf (vgl. Fig. 24). Die Ursache ist in den unterschiedlichen Spins bzw. transferierten Drehimpulsen zu suchen. Rechnungen ergeben für den Transfer zum $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$ im mittleren Winkelbereich starke Oszillationen, die das Experiment jedoch nicht bestätigt. Folgende Erklärung für das Fehlen der Interferenzstrukturen bietet sich an: Die Auswahlregeln für den transferierten Drehimpuls l (vgl. Kap. 42) werden durch die verwendete Näherung (Fixed-Range) festgelegt. In der exakteren Finite-Range-DWBA gelten z.B. wesentlich allgemeinere Bedingungen (vgl. z.B. Ref. 51), sodaß die Zahl der möglichen l -Werte mit den Spins j_i, j_f, J_B wächst. Für den betrachteten Fall ($l = 3$) ist es daher möglich, daß andere l -Werte ebenfalls Beiträge liefern, die sich inkohärent addieren und im allgemeinen eine unterschiedliche Phasenlage haben. Da die Interferenzstrukturen außerordentlich empfindlich auf derartige Beiträge sind, können schon geringe phasenverschobene Anteile bewirken, daß die scharfen Oszillationen verschwinden.

c) $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$

Um die obige Deutung anhand eines weiteren Beispiels zu bestätigen, wurden noch die Winkelverteilungen der p-/α-Transferreaktion $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ analysiert. Die Auswahlre-



a)

Fig.29

b)

Fixed-Range DWBA-Rechnungen zum p-/α-Transfer ($l = 2$). Experimentelle Daten von Bock et al. (Ref.36).

geln der Fixed-Range DWBA ergeben $l = 2$. Man sollte daher auch eine Abschwächung der Interferenzstruktur erwarten, jedoch nicht in dem Maße wie im Fall $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{g.s.}})^{13}\text{C}$. Die experimentellen Winkelverteilungen bestätigen diese Annahme (Fig.29). Die auftretenden Strukturen im mittleren Winkelbereich werden durch die Rechnungen bezüglich ihrer Phasenlage im wesentlichen richtig wiedergegeben. Die Fits zeigen jedoch wesentlich ausgeprägtere Strukturen. Als Parameter des Optischen Modells wurden die gleichen Werte verwendet wie in Ref.44,45, wo nur der Protonentransfer betrachtet wird. Schließlich sei noch auf die Daten der gleichen Reaktion zum $^{15}\text{N}_{6.33}$ verwiesen. In diesem Fall lassen bereits die in Kap. 42 angegebenen Auswahlregeln $l = 0,2$ zu; Interferenzstrukturen in den Winkelverteilungen sind nicht mehr vorhanden.

6. Schlußbemerkung

Schwerionenreaktionen, in denen zwei verschiedene Transferprozesse simultan auftreten, bieten die Möglichkeit zwei sich auf unterschiedliche gebundene Teilchen beziehende spektroskopische Faktoren gleichzeitig zu bestimmen. Da die Streuwerten für beide Prozesse gleich sind, werden die extrahierten Werte relativ zuverlässig. Reaktionen dieses Typs zeigen in vielen Fällen Winkelverteilungen mit charakteristischen Interferenzstrukturen, insbesondere dann, wenn die Wirkungsquerschnitte für die Einzelprozesse vergleichbar groß sind. Reaktionen mit identischen Teilchen im Eingangs- oder Ausgangskanal zeigen ein ähnliches Verhalten. Es tritt dabei zwar nur eine Reaktion auf, die notwendige Antisymmetrisierung entspricht jedoch auch einer Überlagerung der Vorwärts- und Rückwärtswinkelverteilung. Eine DWBA-Beschreibung läßt sich mit Hilfe kohärenter Überlagerung der beiden Wirkungsquerschnitte durchführen. Da in vielen Fällen Mehrnukleonentransfer auftritt, erweist sich die Fixed-Range-Näherung als geeignete Methode zur Analyse, die Form von Winkelverteilungen wird jedoch auch bei Verwendung der Näherung von Buttle und Goldfarb in dem betrachteten Massenbereich $A = 10 - 20$ zufriedenstellend wiedergegeben.

Da in die Stärke und Phasenlage der Interferenzstrukturen der Verlauf der Winkelverteilungen der Einzelreaktionen außerhalb des Bereichs um das Stripping Maximum wesentlich eingeht, ist die Analyse von Reaktionen des betrachteten Typs ein empfindlicher Test für das verwendete Modell. Es zeigt sich, daß die DWBA mit den verwendeten Näherungen und bewährten Parametern des Optischen Modells mit starker Absorption in der Lage ist, die vollständigen Winkelverteilungen mit Interferenzstrukturen gut zu reproduzieren. Die Winkelverteilungen sind relativ einfach zu beschreiben, wenn der transferierte Drehimpuls l eindeutig definiert ist, liegen Beiträge unterschiedlicher l -Werte vor, so

werden die Oszillationen verwaschen und eine Analyse des Interferenzbereichs wird erschwert. Andererseits ergibt sich jedoch die Möglichkeit, aufgrund der außerordentlichen Empfindlichkeit der Interferenzstrukturen auf bereits kleine, i.a. phasenverschobene Beiträge anderer l -Werte zu schließen. Es zeigt sich, daß für größere mögliche l solche Beiträge, die die mit den üblichen DWBA-Näherungen für schwere Ionen verbundenen Auswahlregeln nicht beschreiben, auftreten. Damit läßt sich die Güte der verwendeten Modelle und daraus folgender Auswahlregeln für den transferierten Drehimpuls untersuchen.

TABELLE 4

Verwendete Parameter des Optischen Potentials

A,a : Eingangskanal, b,B : Ausgangskanal

	$\frac{E_{\text{lab}}}{\text{MeV}}$	U/MeV		W/MeV		r_{or}/fm		r_{oi}/fm		a_r/fm		a_i/fm	
		A,a	b,B	A,a	b,B	A,a	b,B	A,a	b,B	A,a	b,B	A,a	b,B
Elast. Streuung $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$	20	100	-	25	-	1,18	-	1,26	-	0,56	-	0,26	-
	25	"	-	"	-	"	-	"	-	0,52	-	"	-
	30	"	-	"	-	"	-	"	-	0,48	-	"	-
p-Transfer $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{N}$	20	100	100	25	25	1,18	1,20	1,26	1,26	0,48	0,48	0,26	0,26
	25	"	"	"	"	"	1,20	"	"	"	"	"	"
	30	"	"	"	"	"	1,23	"	"	"	"	"	"
$n\text{-}/^3\text{He-Transfer}$ $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$	25	"	"	"	"	"	1,20	"	"	"	"	"	"
	30	"	"	"	"	"	1,20	"	"	"	"	"	"
2n-/x-Transfer $^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$	20	"	"	"	"	"	1,25	"	"	"	"	"	"
	25	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
	30	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
	32	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
p-/x-Transfer $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$	27	"	"	"	"	1,17	1,17	"	"	"	"	"	"
	30	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
	32,5	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"

Coulombradius in allen Fällen : $r_{\text{oc}} = 1,45 \text{ fm}$

TABELLE 5

Knotenzahlen N der Wellenfunktionen der gebundenen Zustände für
verschiedene Konfigurationen im Endkern

2n-Transfer	$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{12}\text{C}$		α -Transfer	
	N	L	N	L
$^{18}\text{O}_{\text{g.s.}} [^{16}\text{O} \otimes \text{Od}_{5/2}^2]$	2	0	$^{18}\text{O}_{\text{g.s.}} [^{14}\text{C} \otimes \text{Op}_{1/2}^2 \text{Od}_{5/2}^2]$	3 0
$^{18}\text{O}_{1.98}^{2+} [^{16}\text{O} \otimes 1s_{1/2} \text{Od}_{5/2}]$	1	2	$^{18}\text{O}_{1.98}^{2+} [^{14}\text{C} \otimes \text{Op}_{1/2}^2 \text{Od}_{5/2}^{1s_{1/2}}]$	2 2
$^{18}\text{O}_{1.98}^{2+} [^{16}\text{O} \otimes \text{Od}_{5/2}^2]$	1	2	$^{18}\text{O}_{1.98}^{2+} [^{14}\text{C} \otimes \text{Op}_{1/2}^2 \text{Od}_{5/2}^2]$	2 2

n-Transfer	$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{13}\text{C}$		^3He -Transfer	
	N	L	N	L
$^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} [^{16}\text{O} \otimes \text{Od}_{5/2}]$	0	2	$^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} [^{14}\text{C} \otimes \text{Op}_{1/2}^2 \text{Od}_{5/2}]$	1 2
$^{17}\text{O}_{0.87}^{1/2+} [^{16}\text{O} \otimes 1s_{1/2}]$	1	0	$^{17}\text{O}_{0.87}^{1/2+} [^{14}\text{C} \otimes \text{Op}_{1/2}^2 \text{Od}_{5/2}^{1s_{1/2}}]$	2 0

TABELLE 6

Angepaßte Relativphasen φ zwischen den Übergangsamplituden zur Beschreibung der Winkelverteilungen der Reaktionen in denen zwei verschiedene Transferprozesse auftreten

$E_{\text{lab}}/\text{MeV}$	20	25	27	30	32	32,5
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{\text{g.s.}})^{12}\text{C}$	10°	10°	-	40°	60°	-
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}_{1,98})^{12}\text{C}$	-	0°	-	0°	-	-
$^{14}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{0,87})^{13}\text{C}$	-	-	-	60°	-	-
$^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$	-	-	30°	90°		90°

Literaturverzeichnis

- 1) P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl.Phys. 78(1966)409
- 2) P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl.Phys. A115(1968)461
- 3) F. Pühlhofer, H.G. Ritter, R. Bock, G. Brommundt, H. Schmidt and K. Bethge, Nucl.Phys. A147(1970)258
- 4) R.Bock, H.H. Duhm, M. Grosse-Schulte and R. Rüdel, Nucl.Phys. 70(1965)481
- 5) H.H. Gutbrod, Dissertation, Heidelberg (1970)
- 6) P.H. Barker, A. Huber, H. Knoth, U. Matter, A. Gobbi and P. Marmier, Nucl.Phys. A155(1970)401
- 7) H.G. Bohlen, Dissertation, Heidelberg (1971)
- 8) C.K. Gelbke, K.D. Hildenbrand, B. Kohlmeyer, W. Pfeffer, H. Pleyer und W.F.W. Schneider, Bericht GSI 72-3, S.180
- 9) G.W. Butler, A.M. Poskanzer and D.A. Landis, Nucl. Instr.and Meth. 89(1970)189
- 10) H. Pleyer, B. Kohlmeyer, W.F.W. Schneider and R. Bock, Nucl.Instr.and Meth. 96(1971)263
- 11) H. Pleyer, Diplomarbeit, Marburg (1971)
- 12) E. Dietz, R. Bass, A. Reiter, K. Friedland and B. Hubert, Nucl.Instr.and Meth. 97(1971)571
- 13) W.F.W. Schneider, B. Kohlmeyer and R. Bock, Nucl.Instr.and Meth. 87(1970)253
- 14) C.W. Williams, W.E. Kiker and H.W. Schmitt, Rev.Sci.Instr. 35(1964)1116
- 15) B. Kohlmeyer, H. Pleyer, W.F.W. Schneider, C.K. Gelbke und K.D. Hildenbrand, Bericht GSI 71-1, S.31
- 16) W.F.W. Schneider, Diplomarbeit, Marburg (1969)
- 17) W.F.W. Schneider, B. Kohlmeyer, W. Pfeffer, F. Pühlhofer and R. Bock, in Vorbereitung (Nucl.Instr.and Meth.)
- 18) W. Pfeffer, B. Kohlmeyer and W.F.W. Schneider, Nucl.Instr.and Meth. 107(1973)121
und W. Pfeffer, Diplomarbeit, Marburg (1972)
- 19) C.K. Gelbke, K.D. Hildenbrand and R. Bock, Nucl.Instr.and Meth. 95(1971)397
- 20) I.S. Sherman, R.G. Roddick and A.J. Metz, IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-15 no.3(1968)500
- 21) C.K. Gelbke, Dissertation, Heidelberg (1972)
- 22) P. Siffert and A. Coche in "Semiconductor Detectors", G. Bertolini and A. Coche (eds.), North Holland, Amsterdam (1968)

- 23) D. Kerr, G. Siegert, K. Kürzinger, E. Konecny and H. Ewald, Z.Naturforsch. 22a(1967)1799
- 24) P. Mulás and E. L. Haines, Rev.Sci.Instr. 40(1969)507
- 25) B.G. Harvey et al., Nucl.Instr.and Meth. 104(1972)21 und F. Pühlhofer, Bericht GSI 73-3, S.99
- 26) M.L. Muga, Nucl.Instr.and Meth. 95(1971)349
- 27) H.-G. Clerc, H.J. Gehrhardt, L. Richter, K.H. Schmidt, Bericht IKDA 73/4, Darmstadt (1973)
- 28) W.F.W. Schneider, Bericht GSI 72-10, S.22
- 29) B. Kohlmeyer, Diplomarbeit, Marburg (1969)
- 30) U.C. Voos, W. von Oertzen and R. Bock, Nucl.Phys. A135(1969)207
- 31) B. Kohlmeyer, Dissertation, Marburg (1973)
- 32) P.H. Barker, A. Huber, H. Knoth, U. Matter and F. Marmier, Proc.Int.Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Heidelberg (1969)
G. Goldring, M. Loebenstein, I. Plessner and M. Sachs, Conf. Tokyo (1967) p.206
- 33) A. Huber, Dissertation, Zürich (1970)
- 34) A. Roberts, Nucl.Phys. A196(1972)465
- 35) R.A. Broglia, R. Liotta, A. Winther, B. Nilsson and T. Kammuri, Interner Bericht, KFA Jülich (1973)
- 36) R. Bock, M. Grosse-Schulte and W. von Oertzen, Phys.Lett. 22(1966)456
- 37) P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl.Phys. A176(1971)299
- 38) W. von Oertzen, Proc.Conf. Saclay, J.de Phys. Coll.C-6 (1971) p.235
- 39) N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, Wiley, New York (1970)
- 40) T. Kammuri and H. Yoshida, Nucl.Phys. A129(1969)625
- 41) R. Bock and H. Yoshida, Nucl.Phys. A189(1972)177
- 42) R.A. Edmonds, Drehimpulse in der Quantenmechanik, BI Mannheim (1964)
- 43) W. von Oertzen, H.H. Gutbrod, U.C. Voos and R. Bock, Nucl.Phys. A133(1969)101
- 44) U.C. Schlotthauer-Voos, H.G. Bohlen, W. von Oertzen and R. Bock, Nucl.Phys. A180(1972)385
- 45) U.C. Schlotthauer-Voos, Dissertation, Heidelberg (1970)
- 46) W.R. Gibbs, V.A. Madsen, J.A. Miller, W. Tobocman, E.C. Cox and L. Mowry, Direct Reaction Calculation, NASA TN-D 2772 (1964)

- 47) S. Cohen and D. Kurath, Nucl.Phys. A101(1967)1
- 48) G.E. Brown, J.A. Evans and D.J. Thouless, Nucl.Phys. 45(1963)164
- 49) A.P. Zuker, B. Buck and J.B. McGrory, Phys.Rev.Lett. 21(1968)39
- 50) Z. Fraenkel, private Mitteilung (1972)
- 51) K.I. Kubo and M. Hirata, Nucl.Phys. A187(1972)186

Herrn Prof.Dr. R. Bock danke ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit, sowie für seine großzügige Unterstützung und die Möglichkeit, die ausgezeichneten Einrichtungen des Max Planck Instituts für Kernphysik in Heidelberg benutzen zu können.

Ebenfalls danke ich Herrn Prof.Dr. R. Stock für seine Unterstützung.

Herrn Prof.Dr. F. Pühlhofer möchte ich für viele Anregungen und klärende Diskussionen insbesondere über theoretische Fragen danken.

Herrn B. Kohlmeyer bin ich für die fruchtbare Zusammenarbeit während der Messungen und der Auswertung und beim Lösen vieler Probleme sehr dankbar. Ebenso danke ich Herrn W. Pfeffer für seine hilfreiche Unterstützung während der Messungen.

Die verwendeten Computer Codes wurden von Herrn Dr. R. Weibezahn für die Benutzung auf den Marburger Rechenmaschinen bearbeitet.

Der gesamten Beschleunigermannschaft des Heidelberger MPI für Kernphysik, sowie den Mitarbeitern der Marburger mechanischen Werkstatt und Zeichenwerkstatt möchte ich für ihre tatkräftige Unterstützung danken.

Wolfgang Schneider

Geboren am 1. August 1943 in Marburg/Lahn

- 1950-1954 Besuch der Grundschule in Treysa (Bez. Kassel),
anschließend Aufnahme in das dortige Gymnasium
- 1956 Wechsel in das Marburger Realgymnasium für
Jungen (Martin-Luther-Schule)
- 1963 Abitur, anschließend Beginn des Physikstudiums
an der Philipps-Universität Marburg
- 1965 Diplomvorprüfung
- 1967 Diplomhauptprüfung und Beginn der Diplomarbeit
am Physikalischen Institut bei Prof.Dr. R. Bock
- 1969 Abschluß der Diplomarbeit:
"Ein Flugzeitspektrometer für α -Teilchen und
schwere Ionen"
- 1968 Wissenschaftliche Hilfskraft
- 1969 Verwalter einer Assistentenstelle
- seit 1971 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikalischen
Institut der Universität Marburg bei Prof.Dr. R. Bock
(Arbeitsgebiet: Kernreaktionen mit schweren Ionen)
- SS71-SS72 Lehrauftrag für das Physikalische Praktikum
für Naturwissenschaftler

